

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

THESE N° 1146 (1993)

PRESENTEE AU DEPARTEMENT DE MECANIQUE

ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES TECHNIQUES

PAR

THIERRY JACOB

Ingénieur mécanicien diplômé EPFL
originaire du Grand-Saconnex (GE)

acceptée sur proposition du jury:

Prof. P. Henry, rapporteur
Dr G. Angelico, corapporteur
Dr P. Dörfler, corapporteur
Mr A. Fritsch, corapporteur
Prof. R. Longchamp, corapporteur
Mr J.-E. Prénat, corapporteur

Lausanne, EPFL
1993

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

PREFACE

Ce rapport expose les développements principaux d'un travail de recherche exécuté à l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides (IMHEF) de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (Suisse). Il établit la synthèse et la critique de travaux présentés par l'auteur dans onze articles techniques publiés auprès de l'Association Internationale de Recherche en Hydraulique et de la Société Hydrotechnique de France.

Je remercie vivement les membres du Jury pour leur intérêt pour cette étude. Il faut souligner que leur participation ne s'est pas limitée à la lecture du rapport, mais que de nombreuses discussions ont orienté le cours de la recherche entreprise. Le Jury, donc, est présidé par le Professeur Daniel Favrat, directeur du Laboratoire d'Energétique Industrielle de l'EPFL. Le Professeur Pierre Henry, directeur de l'IMHEF, est rapporteur. Les co-rapporteurs sont le Docteur Giuseppe Angelico, de la Direction d'Etudes et Recherches du Centre de Recherche en Hydraulique et Structure de l'ENEL (Italie), le Docteur Peter Döfler, de Sulzer - Escher Wyss, Monsieur André Fritsch, chef de service à la Division Technique Générale de l'EDF (France), le Professeur Roland Longchamp, directeur de l'Institut d'Automatique de l'EPFL et Monsieur Jean-Eustache Prénat, chef de groupe à l'IMHEF.

Je remercie encore le Professeur Pierre Henry pour l'ambiance de travail dynamique et chaleureuse qu'il sait entretenir à l'IMHEF. Il faut souligner que la recherche présentée ici, comme beaucoup des travaux de développement réalisés dans l'Institut, n'aurait pas pu avoir autant de portée pratique sans les nombreux contacts avec l'industrie créés et entretenus par le Professeur Henry.

Jean-Eustache Prénat mérite des remerciements spéciaux pour la constance avec laquelle il m'a communiqué son sens de la rigueur et son sérieux dans l'analyse scientifique des observations de laboratoire. Je le remercie aussi pour la confiance qu'il m'a témoignée en me laissant une grande liberté dans l'orientation des travaux qui ont finalement formé la base de ce rapport.

Mes remerciements vont encore à Messieurs Gérald Vullioud de Hydro-Vevey et Christophe Troilat d'EDF (France), pour l'appui qu'ils ont apporté à l'élargissement de la base expérimentale de la recherche.

Ma gratitude va aussi à mes collègues et camarades de l'IMHEF: particulièrement à Mlles Anitua et Strassburg, qui ont fourni nombre d'illustrations de ce rapport, et à l'équipe qui s'est relayée aux commandes du stand d'essais sous la conduite de M Mombelli: MM Faucherre, Zuber, Crittin et Renaud, qui ont subi avec une grande patience la mise au point des essais de stabilité de fonctionnement.

Mes remerciements vont, enfin, à mes parents et amis qui ont toujours su me soutenir dans les moments de doute, et raviver ainsi la motivation sans laquelle ce travail n'existerait pas.

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

SOMMAIRE

	page
Préface	i
Sommaire	iii
Version abrégée	ix
Synopsis	xi
0. Généralités	1
0.1 L'énergie hydraulique	1
0.1.0 Préliminaires	1
0.1.1 Paysage énergétique	1
0.1.2 Energie hydraulique	2
0.1.3 Perspectives de développement	2
0.2 Motivation de l'étude	3
0.2.0 Préliminaires	3
0.2.1 Stabilité de fonctionnement des turbines Francis	3
0.2.2 Buts de l'étude et idées principales	4
0.3 Plan de rédaction	5
1. Cadre du travail	7
1.1. Turbines Francis, mécanismes d'excitation	7
1.1.0 Préliminaires	7
1.1.1 Organes et fonctionnement de la turbine Francis	7
1.1.1.1 Importance technique des turbines Francis	7
1.1.1.2 Eléments de construction	8
1.1.1.3 Paramètres de fonctionnement	9
1.1.1.4 Aspirateur	11
1.1.2 Ecoulement dans une turbine Francis	11
1.1.2.1 Triangles de vitesses, tracé d'aubage	11
1.1.2.2 Distribution de vitesses à la sortie de la roue	13
1.2 Ecoulement en rotation dans les aspirateurs de turbines Francis	16
1.2.0 Préliminaires	16
1.2.1 Généralités	16
1.2.2 Etudes de l'instabilité de l'écoulement en rotation	16
1.2.2.1 Premières perceptions globales du problème	16
1.2.2.2 Tubes à vortex	17
1.2.2.3 Limitations de la méthode des tubes à vortex	18
1.2.3 Palliatifs	18
2. Représentation de la dynamique des systèmes hydrauliques	21
2.1 Généralités	21

2.1.0	Préliminaires	21
2.1.1	Propagation acoustique des perturbations	21
2.1.2	Variables d'état, équations de base	22
2.1.3	Régime transitoire	23
2.1.4	Analyse en constantes localisées	23
2.1.4.1	Définitions, généralités	23
2.1.4.2	Distorsion du temps	24
2.1.5	Régimes périodiques, impédances	25
2.1.5.1	Régime périodique	25
2.1.5.2	Impédances	26
2.1.5.3	Recherche de régimes libres	28
2.1.5.4	Analyse en constantes localisées de régimes périodiques	29
2.2	Stabilité d'un système hydraulique	30
2.2.0	Préliminaires	30
2.2.1	Stabilité au sens du réglage	30
2.2.1.1	Généralités	30
2.2.1.2	Stabilité du système asservi	30
2.2.1.3	Commentaires	31
2.2.2	Exemples d'instabilités	32
2.2.2.1	Instabilité simple d'une pompe	32
2.2.2.2	Auto-oscillations: vanne sphérique	34
2.3	Intensimétrie hydro-acoustique	36
2.3.0	Préliminaires	36
2.3.1	Ecriture exponentielle des équations de propagation	36
2.3.1.1	Généralités	36
2.3.1.2	Propagations directe et inverse	36
2.3.2	Puissances acoustiques	37
2.3.2.1	Puissance acoustique globale	37
2.3.2.2	Puissances acoustiques directe et inverse	38
2.3.3	Indice de réflexion	38
3.	Essai de stabilité sur modèle réduit	41
3.1	Prédiction des performances des turbines hydrauliques	41
3.1.0	Préliminaires	41
3.1.1	Généralités	41
3.1.2	Exigences sur le circuit d'essai, instrumentation	42
3.1.2.1	Possibilités statiques du circuit d'essai	42
3.1.2.2	Possibilités dynamiques du circuit d'essai	42
3.1.2.3	Instrumentation	43
3.1.3	Conduite des mesures	44
3.1.3.1	Préparation de l'essai	44
3.1.3.2	Conditions d'essai	45
3.1.3.3	Aspects pratiques de la prise des mesures	46
3.2	Discussion de la similitude des essais	47
3.2.0	Préliminaires	47

3.2.1	Similitude des essais de turbomachines hydrauliques	47
3.2.2	Similitudes particulières	48
3.2.2.1	Similitude de Froude	48
3.2.2.2	Similitude de Strouhal	49
3.2.2.3	Similitude d'Euler et nombre de Thoma	49
3.2.2.4	Similitude d'impédances	50
3.2.2.5	Similitude des amplitudes des fluctuations de pression	51
3.2.2.6	Similitude de l'eau d'essai	51
3.2.2.7	Défauts de similitude	52
4.	Résultats d'essai	53
4.1	Traitement de base, présentation des résultats	53
4.1.0	Préliminaires	53
4.1.1	Généralités	53
4.1.1.1	Transformations usuelles	53
4.1.1.2	Autres transformations	55
4.1.2	Présentation des résultats	57
4.1.2.1	Présentations simples	57
4.1.2.2	Présentations composées	58
4.1.2.3	Résultats annexes	60
4.2	Interprétation physique, caractères généraux	62
4.2.0	Préliminaires	62
4.2.1	Généralités, précession de charge partielle	62
4.2.1.1	Eléments d'appréciation	62
4.2.1.2	Précession de charge partielle	63
4.2.1.3	Oscillations de 80 % de charge	67
4.2.2	Oscillations libres de l'aspirateur	68
4.2.2.1	Résonance de la fluctuation de charge partielle	68
4.2.2.2	Oscillations libres à charge partielle et capacité de torche	70
4.2.2.3	Pulsations de pleine charge	72
4.2.3	Auto-oscillations	74
4.2.3.1	Généralités, modélisation non-linéaire de la torche	74
4.2.3.2	Equation d'état non-linéaire	74
4.2.3.3	Stabilité du système	75
4.3	Intensimétrie hydro-acoustique	77
4.3.0	Préliminaires	77
4.3.1	Concept expérimental	77
4.3.1.1	Généralités	77
4.3.1.2	Evaluation de la puissance acoustique et de la célérité d'onde	77
4.3.1.3	Expression adimensionnelle de la puissance acoustique	79
4.3.2	Résultats d'essai	79
4.3.2.1	Amplitudes et puissances acoustiques	79
4.3.2.2	Qualification d'un tracé de machine par la puissance acoustique	80
4.3.3	Systématisation du dépouillement	83
4.4	Discussions générales, influences particulières	85

4.4.0	Préliminaires	85
4.4.1	Influences générales des paramètres d'essai	85
4.4.1.1	Chute d'essai	85
4.4.1.2	Nombre de Thoma	86
4.4.2	Aspects liés au tracé de la machine	87
4.4.2.1	Machines lentes et rapides	87
4.4.2.2	Position du sommet et divers	89
4.3.3	Palliatifs	91
4.3.3.1	Admission d'air	91
4.3.3.2	Piliers	95
4.3.3.3	Ogives	96
4.3.3.4	Divers	97
4.4.3.5	Fonctionnement à vitesse variable	98
5.	Modélisation d'une machine hydraulique	101
5.1	Généralités	101
5.1.0	Préliminaires	101
5.1.1	Cadre général de la recherche sur les caractéristiques de transmission	101
5.1.1.1	Rétrospective des travaux	101
5.1.1.2	Classification des fréquences	101
5.1.1.3	Transmission acoustique dans les pompes et les turbines	102
5.1.2	Modèles de transmission	103
5.1.2.1	Définitions	103
5.1.2.2	Equation d'état, modèle temporel analogique ou discret	104
5.1.2.3	Equation d'état, modèle fréquentiel	104
5.1.2.4	Matrice de transmission et représentation tripolaire	105
5.1.3	Techniques d'excitation	106
5.1.3.1	Généralités	106
5.1.3.2	Excitatrices	106
5.1.3.3	Application de l'excitation	106
5.1.4	Estimation des caractéristiques de transmission	107
5.1.4.1	Traitement en temps	107
5.1.4.2	Limitations du traitement temporel	108
5.1.4.3	Traitement en fréquence, matrice de transmission	109
5.1.5	Représentation des paramètres de transmission	110
5.1.5.1	Interprétation des termes de la matrice de transmission	110
5.1.5.2	Estimation des impédances du tripôle	111
5.1.5.3	Modèle de comportement	112
5.1.5.4	Expression adimensionnelle des résultats	113
5.1.5.5	Indications annexes	114
5.2	Discussion	115
5.2.0	Préliminaires	115
5.2.1	Installation PF4 de l'IMHEF	115
5.2.1.1	Machine et installation d'essai	115
5.2.1.2	Dispositif de mesure	116

5.2.1.3	Excitation	117
5.2.2	Procédure d'essai et de dépouillement	118
5.2.2.1	Préparation des mesures	118
5.2.2.2	Enregistrement et transformation temps-fréquence	119
5.2.2.3	Généralisation	119
5.2.3	Discussion générale de résultats d'essais	119
5.2.3.1	Représentations matricielle et tripolaire	119
5.2.3.2	Influence des conditions de fonctionnement	121
5.2.3.3	Influence d'une légère cavitation	123
5.2.3.4	Influence de la rigidité du modèle	123
5.2.3.5	Analyse d'aberrations	124
5.2.3.6	Fonctions de couple, autres extensions	126
5.2.4	Observations marginales	127
5.2.4.1	Linéarité de transmission	127
5.2.4.2	Réduction à l'espace de la roue	127
5.2.4.3	Fluctuations de pression dans l'entrefer	128
5.2.4.4	Déterminant	128
5.2.5	Elaboration d'un modèle de comportement	129
5.2.5.1	Longueur du parcours équivalent	129
5.2.5.2	Modèle de comportement à trois impédances	130
5.2.5.3	Modèle de comportement en réseau maillé	130
5.3	Représentation des sources de perturbations	133
5.3.0	Préliminaires	133
5.3.1	Généralités	133
5.3.1.1	Sources de perturbations	133
5.3.1.2	Modélisation des sources dans les calculs	133
5.3.2	Sources et matrices de transmission	134
5.3.2.1	Matrice avec sources internes	134
5.3.2.2	Résultats d'essai, discussion	135
5.3.3	Quantification des sources par la puissance acoustique	137
6.	Vers la prédiction	139
6.1	Transposition des observations	139
6.1.0	Préliminaires	139
6.1.1	Qualification	139
6.1.1.1	Éléments de la qualification	139
6.1.1.2	Éléments additionnels	140
6.1.1.3	Fidélité, sensibilité	140
6.1.2	Vers la transposition	140
6.1.2.1	Généralités	140
6.1.2.2	Intensité de l'excitation	141
6.1.2.3	Fréquences	141
6.1.2.4	Capacité réduite de torche	142
6.2	Limitations	143
6.2.0	Préliminaires	143

6.2.1	Insuffisance des connaissances	143
6.2.1.1	Critique des similitudes mises en œuvre et effets d'échelle	143
6.2.1.2	Localisation de la source de perturbations	144
6.2.1.2	Progrès possibles à moyen terme	144
6.2.2	Défauts de modélisation et réalisations non conformes	145
6.2.3.1	Calcul du régime libre et problème de l'amortissement	145
6.2.3.2	Nombre de Thoma, aération	146
6.2.3.3	Tracé de l'aspirateur, de la roue	146
7.	Application pratique	147
7.1	Installation à adduction simple: Kootenay Canal	147
7.1.0	Préliminaires	147
7.1.1	Généralités	147
7.1.2	Essai sur modèle réduit	147
7.1.2.1	Montage d'essai	147
7.1.2.2	Conditions d'essai	148
7.1.2.3	Comportement dynamique observé sur modèle réduit	148
7.1.3	Transposition des oscillations observées	151
7.1.3.1	Capacité de torche	151
7.1.3.2	Modélisation du système d'adduction et formulation des calculs	151
7.1.4	Présentation des résultats et discussion	154
7.1.4.1	Fluctuations de pression	154
7.1.4.2	Calcul de régime libre	155
7.2	Installation à adduction complexe: Saucelle-Huebra	159
7.2.0	Préliminaires	159
7.2.1	Installation prototype	159
7.2.1.1	Généralités, configuration	159
7.2.1.2	Observations sur le prototype	160
7.2.2	Essais sur modèle réduit	161
7.2.2.1	Généralités	161
7.2.2.2	Influence du circuit d'essai	162
7.2.2.3	Eléments de prédiction	164
7.2.3	Stabilité de l'installation prototype	164
7.2.3.1	Oscillations libres	164
7.2.3.2	Commentaires	166
8.	Conclusions	167
Annexes		
A0	Comportement dynamique du modèle réduit de turbine Francis $v = 0.515$	169
A1	Rappel sur le mouvement de précession	173
A2	Admittance de sortie de la roue de turbine	175
A2	Nomenclature	177
A4	Bibliographie	185
A5	Liste des figures	191
A6	Curriculum vitae de l'auteur	195

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

VERSION ABREGEE

1. Stabilité de fonctionnement des turbines Francis

Le fonctionnement des turbines hydrauliques de type Francis hors de leur régime de tracé est souvent accompagné de perturbations hydrauliques. Dans certains cas, l'amplitude excessive de la réponse dynamique du système à ces perturbations entraîne une restriction à l'exploitation normale de l'aménagement.

Les perturbations dépendent largement des conditions de fonctionnement et du tracé particulier de la turbine. L'amplitude de la réponse est fortement influencée par la dynamique du système d'adduction.

Les implications techniques et économiques d'une mauvaise stabilité de fonctionnement d'une turbine de dimensions industrielles sont telles que la prédiction de stabilité à partir des résultats d'essais sur modèle réduit est un des grands enjeux de la recherche actuelle sur les machines hydrauliques.

Il est possible de rassembler à l'occasion des essais de réception en laboratoire, sur modèle réduit, les éléments nécessaires à une description complète des caractéristiques déterminantes pour la stabilité de fonctionnement de la turbine industrielle dans son système d'adduction. Cette thèse est argumentée dans le rapport.

2. Caractérisation dynamique sur modèle réduit

Le diagnostic du comportement dynamique associé à un tracé de machine et à des conditions de fonctionnement données repose principalement sur l'observation des fluctuations de pression en différents points du modèle et du circuit d'essai. Des mesures annexes et des relevés des développements de cavitation, des bruits et des vibrations complètent ces informations.

Cette étude présente un ensemble d'éléments d'appréciation pour l'élaboration du diagnostic. La méthode est illustrée par des exemples pratiques tirés de travaux publiés et des nombreuses expériences réalisées par l'auteur.

Une discussion de similitude montre que le diagnostic ainsi posé donne une bonne caractérisation du comportement dynamique de la turbine Francis considérée.

L'adaptation aux essais de turbines Francis des méthodes de l'intensimétrie hydro-acoustique fournit une quantification des sources de perturbations. Cet outil permet d'envisager la prédiction effective de l'amplitude des oscillations associées au fonctionnement de la turbine industrielle.

3. Eléments de la prédiction

Le laboratoire d'essais fournit une description du comportement dynamique associé au tracé particulier d'une turbine Francis et à une plage de fonctionnement garantie. Cette description s'appuie sur trois éléments d'appréciation:

- la discussion des différents phénomènes dynamiques selon les régimes de fonctionnement: fréquence et amplitude relatives de la précession de charge partielle, des oscillations de 80 % de charge, fréquence relative des oscillations libres de la colonne d'eau dans l'aspirateur, zone sans torche, organisation de la pulsation de forte charge;
- le suivi de la compressibilité localisée due à la cavitation dans l'aspirateur, en fonction des paramètres de fonctionnement;
- l'émission relative de puissance acoustique vers les ouvrages d'adduction, en fonction des paramètres de fonctionnement.

Ces trois éléments permettent de modéliser la turbine Francis en vue d'un calcul de stabilité de fonctionnement tenant compte de la dynamique des ouvrages d'adduction. Les compétences du laboratoire d'essais s'arrêtent cependant là; en effet, le tracé des conduites de raccordement est susceptible de changer encore après les essais de réception de la turbine.

Une fois la turbine décrite de façon adéquate, la prédiction de stabilité fait appel à des méthodes connues et relève de la responsabilité de l'ingénieur conseil.

4. Conclusions

La méthode proposée obéit aux impératifs techniques et économiques de l'essai de réception en laboratoire, sur modèle réduit. A l'issue d'une procédure expérimentale simple, elle fournit une description fidèle du comportement dynamique associé au tracé particulier d'une turbine Francis et à sa plage de fonctionnement garantie. Elle fournit les éléments nécessaires au calcul de la stabilité de fonctionnement.

L'application systématique de la méthode et la comparaison avec des observations réalisées sur des installations industrielles constituent la suite logique de l'étude. Cette phase indispensable du travail permettra d'affiner les calculs de stabilité pour mieux tenir compte, notamment, des effets dissipatifs dans les conduites de raccordement. Elle fournira enfin les bases nécessaires à la définition des effets d'échelle à appliquer pour la correction des similitudes mises en oeuvre.

EVALUATION ON A SCALE MODEL AND PREDICTION
OF THE STABILITY OF OPERATION OF FRANCIS TURBINES

SYNOPSIS

1. Stability of operation of Francis turbines

Hydraulic disturbances often come with the operation of Francis turbines outside of design head and flow. In some cases, the excessive amplitude of the dynamic system response to these disturbances leads to restriction in the normal operation of the plant.

Disturbances largely depend upon operating conditions and the particular turbine design. The response amplitude is under a strong influence from the feed pipe dynamics.

Technical and economic consequences of a faulty stability of operation are such that the prediction of stability from model tests is one of the major challenges in present research on hydraulic machinery.

Acceptance tests performed on a scale model in a hydraulic laboratory may provide the necessary elements for a full description of characteristics significant for the stability of operation of the full-size turbine in its piping system. This thesis is discussed in the report.

2. Dynamic characterization on the scale model

The diagnosis for the dynamic behavior associated with a machine design and given operating conditions is based on the observation of pressure fluctuations in various positions on the model and test circuit. Auxiliary measurements and surveys of cavitation, noise and vibrations support this data.

This study presents a set of evaluation criteria for the elaboration of a diagnosis. The method is illustrated using practical examples from published works and from the numerous experiments performed by the author.

A discussion of similitude shows that a diagnosis set using this method provides a good characterization of the dynamic behavior associated with the particular turbine design.

Adapting acoustic power methods to Francis turbine tests provides a quantitative evaluation of disturbance sources. This tool makes it possible to look forward to an actual prediction of oscillation amplitudes associated with the full-size turbine operation.

3. Elements for the prediction

The test laboratory provides a description of the dynamic behavior associated with a particular turbine design in a guaranteed range of operation. This description is based on three elements of evaluation:

- discussion of the various dynamic phenomena according to operating conditions: relative frequency and amplitude of the part load precession, of 80 % load oscillations, relative frequency of draft tube column free oscillations, vortex-free region, organization of the full load pulsation;
- survey of the draft tube cavitation compliance, lumped at the runner outlet, according to operating conditions;
- relative emission of acoustic power toward the piping system, according to operating conditions.

These three elements allow an adequate representation of the Francis turbine for a computation of stability of operation involving the piping system dynamics. However, this is the limit of what the test laboratory can say; the prototype piping system layout is liable to change after the turbine model acceptance tests.

Once the turbine is adequately described, the prediction of stability is performed using known methods and is done under responsibility of the technical consultant.

4. Conclusions

The proposed method complies with technical and economic requirements of a laboratory acceptance test on a scale model. Following a simple experimental procedure, it yields a good description of the dynamic behavior associated with a particular Francis turbine design and its guaranteed range of operation. It provides the elements for computations of stability of operation.

Systematic use of the method and comparisons with field observations are the logical sequel to this research. This necessary phase of development will make the stability computations finer, for instance in handling damping in the connecting pipes. It will also provide the basis for a definition of scale effects to be used for the correction of similitudes.

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

0. Généralités

0.1 L'énergie hydraulique

0.1.0 Préliminaires

D'où vient l'électricité? de la prise de courant; d'où vient l'eau? du robinet. - Alfred Sauvy

Pour aider les non-hydrauliciens à situer cette étude dans un cadre plus général, le paragraphe 0.1 rappelle l'importance de l'hydraulique dans les techniques liées à l'exploitation des grandes sources d'énergie.

0.1.1 Paysage énergétique

La civilisation industrielle moderne est une dévoreuse d'énergie [70]. Les ressources naturelles mises au service de la croissance des activités humaines sont essentielles au fonctionnement de notre société; tellement essentielles, de fait, qu'on a tendance à les oublier. L'usage inconscient tourne facilement à l'abus, il confine parfois au pillage. De temps en temps, un accroc, une crise régionale, une secousse politique font surgir le spectre de la pénurie et de la cherté. Alors, l'idée d'une utilisation plus rationnelle des sources d'énergie se vend bien. Les mois passent, la facilité reprend ses droits. Nous retrouvons nos habitudes de consommateurs irresponsables.

La raréfaction, la consommation excessive d'une source d'énergie motivent le développement de l'exploitation d'énergies alternatives: le bois succède au muscle, puis est relayé par les charbons, les pétroles, le gaz naturel et la fission nucléaire. Ces cycles des sources d'énergies, considérés à travers les théories du chaos, s'ordonnent dans le temps avec une régularité étonnante [69]. On arrive ainsi à estimer qu'une nouvelle source d'énergie dominante devrait être exploitée industriellement dès le début du siècle prochain.

En 1990, nous avons consommé huit milliards de tonnes d'équivalent-pétrole en énergie commercialisée, c'est à dire 93000 TWh ($93 \cdot 10^9$ kWh). Avec une croissance annuelle globale de 3%, la facture de l'an 2000 sera de 125000 TWh. Cette enveloppe mondiale est à répartir principalement entre les produits pétroliers (39%), les charbons (28%) et le gaz naturel (21%). L'hydraulique, le nucléaire et les divers forment les derniers 12% [69].

On estime que l'hydraulique fournit annuellement 2000 TWh. Des études récentes montrent que le potentiel mondial économiquement exploitable serait de 15000 TWh par an [65]. On peut donc encore s'attendre à une croissance dans ce secteur énergétique

0.1.2 Energie hydraulique

L'énergie hydraulique est le travail qu'on peut tirer du mouvement des cours d'eau. Les pluies tombant sur les reliefs, la fonte des neiges et des glaciers, créent des rivières en altitude. En canalisant ces rivières dans des chutes contrôlées, on alimente des turbines hydrauliques qui transforment le mouvement de l'eau en mouvement mécanique susceptible d'entraîner des machines de production ou de génération électrique. Une tonne d'eau tombant de 1000 mètres libère une énergie de 9.806 MJ, c'est à dire l'équivalent de 0.234 kilo de pétrole. Ce rapport masse-énergie plutôt défavorable à l'hydraulique est largement compensé par l'abondance de l'eau, et surtout par sa disponibilité naturelle. Parmi les sources d'énergie industriellement utilisables, l'énergie hydraulique est la seule à être renouvelée par la nature au rythme de sa consommation.

On peut également convertir en énergie hydraulique l'énergie de déchet produite par des installations thermiques difficiles à régler en période de faible demande. Des pompes sont utilisées pour stocker de l'eau dans des retenues en altitude. Ces réserves d'énergie sont ensuite entièrement disponibles pour faire face à des pointes de la demande, grâce à la grande souplesse d'utilisation des turbines hydrauliques. Le lac du val des Dix, dans les Alpes Valaisannes, qui alimente une chute de 1886 mètres avec 400 millions de mètres cube d'eau, représente ainsi 176000 tonnes d'équivalent-pétrole.

Un autre caractère important de l'énergie hydraulique est le haut niveau d'efficacité des turbines qui la transforment. Une tonne de pétrole brûlée dans une centrale thermique produira environ 3700 kWh d'énergie électrique. Une tonne d'équivalent-pétrole en eau permettra de produire jusqu'à 10000 kWh.

Enfin, si la création d'un ouvrage d'exploitation hydraulique affecte profondément et durablement le milieu naturel, il s'agit généralement d'une modification vers un nouvel état stable. A l'échelle d'une dizaine d'années, un nouveau biotope se crée autour d'un cours d'eau aménagé avec intelligence. De plus, l'exploitation de l'énergie hydraulique ne salit pas les eaux et ne génère pas de rejets toxiques ou de sous-produits de combustion.

L'énergie hydraulique est donc renouvelable et stockable. Son exploitation est modulable et se fait avec une grande efficacité et dans le respect de l'environnement. Les aménagements existants assurent 2 % des besoins en énergie de l'humanité, mais si on pouvait d'un coup de baguette magique réaliser tous les aménagement économiquement viables, l'eau pourrait fournir 15 % de l'énergie mondiale à l'entrée du vingt et unième siècle.

0.1.3 Perspectives de développement

Outre cette augmentation du parc de production (qui ne s'accomplira vraisemblablement pas si vite!), on peut envisager pour ces prochaines années des améliorations importantes dans les techniques de mise en oeuvre de l'énergie hydraulique.

La disponibilité de moyens de calcul toujours plus performants permet d'aborder des calculs d'écoulement inimaginables voici quelques années encore [46]. La possibilité de critiquer par le

calcul des géométries proposées ouvre ainsi la voie à la conception de machines plus efficaces dans des plages de fonctionnement toujours plus étendues.

Les progrès de la métallurgie repoussent les frontières du réalisable. Des alliages plus résistants, plus homogènes rendent possible la construction de turbines fonctionnant à des niveaux d'énergie plus élevés. D'autres alliages résistants à l'érosion permettent d'accroître la puissance spécifique des turbines sans les exposer à la destruction par la cavitation.

Avec les développements du réglage automatique, la commande à distance des unités de production crée les conditions pour une gestion plus rationnelle des ressources en énergie à l'échelle continentale. Pour réaliser ce dernier objectif, il est indispensable de posséder une bonne connaissance du comportement dynamique des machines et des installations hydrauliques. Ce dernier but de développement forme la motivation de la présente étude.

0.2 Motivations de l'étude

0.2.0 Préliminaires

Le problème de la stabilité de fonctionnement et le postulat de base de la recherche entreprise sont formulés dans le paragraphe 0.2.

0.2.1 Stabilité de fonctionnement des turbines Francis

Un système est stable si les grandeurs qui le caractérisent restent constantes en l'absence de perturbation, et si elles reviennent à l'état d'équilibre après application d'une perturbation passagère ou à un nouvel état d'équilibre après une modification durable d'un ou plusieurs de ses paramètres (définition de James [117]).

Un système sollicité sans cesse est stable si sa réponse à des perturbations inévitables reste en deçà de limites définies par la sécurité d'exploitation (extension de la définition de Bode - Liapounov [117]): c'est la stabilité de fonctionnement. On parle également de comportement du système en régime d'oscillations établi (steady oscillatory behavior en anglais).

La stabilité est parfois mise en défaut dans des installations de turbines Francis: la recherche d'une puissance de sortie constante peut conduire à une perte de contrôle du groupe en cas de mauvais réglage des constantes de temps, ou à des manoeuvres cycliques toujours plus grandes des organes de vannage, si les ouvrages d'adduction sont mal dimensionnés. On peut également citer les battements auto-amplifiés qui peuvent se produire après la fermeture d'un groupe quand les étanchéités sont défectueuses [10, 131]. Les sources d'instabilités simples sont bien connues et sont prises en considération dès le début de l'étude de l'équipement. On ne les rencontre qu'accidentellement.

Une autre cause classique d'instabilité liée au fonctionnement en régime permanent des turbines Francis est l'interaction des aubes fixes du distributeur avec les aubes tournantes de la roue [22, 32]. Ces sources multiples émettent des ondes acoustiques qui se développent dans la bêche spirale. Un choix malheureux du nombre d'aubes de la roue et du distributeur entraîne parfois une mise en phase des perturbations. Les fluctuations de pression provoquées par la rotation de

la roue peuvent alors provoquer un vieillissement accéléré des organes mécaniques et du bétonnage, et même atteindre des amplitudes excessives du point de vue de la sécurité de l'exploitation.

Sans souffrir d'un tel vice de conception, les turbines Francis fonctionnant hors de leur régime de meilleur rendement communiquent toujours à leurs conduites de raccordement des excitations issues de distributions instationnaires de la vitesse d'écoulement à la sortie de la roue. Les exigences de la technique actuelle font construire des machines toujours plus poussées, donc plus exposées à ces régimes perturbés. Selon le tracé hydraulique particulier de la turbine, selon la dynamique des ouvrages d'adduction, de restitution ou du couplage électrique et selon les conditions d'exploitation de l'installation, ces excitations peuvent être à peine sensibles, ou supportables, ou gênantes, ou encore inacceptables. Les seuils tolérables sont difficiles à définir. La physique de certaines excitations et la perception globale du comportement dynamique associé à un tracé hydraulique donné, la transmission acoustique à travers la turbine, les règles de similitudes à appliquer sont inconnues au début de ce travail.

La prédiction de l'instabilité est donc extrêmement ardue et les problèmes éventuels ne sont constatés qu'à la mise en service de l'installation industrielle. Pour des raisons de sécurité, l'exploitation doit alors être limitée à une partie seulement du domaine initialement prévu. On arrive parfois à maîtriser l'instabilité au moyen d'artifices palliatifs [57], mais dans tous les cas, les retards dans la mise en exploitation normale et les éventuelles pertes de rendement causent un préjudice considérable à l'exploitant comme au constructeur des turbines.

La prédiction de la stabilité de fonctionnement des turbines Francis constitue donc aujourd'hui un des défis majeurs dans l'amélioration de la technique des machines hydrauliques.

Les essais contractuels des grandes turbines Francis, en matière de domaine de fonctionnement, de rendement, de puissance et de comportement en cavitation se fait presque toujours sur modèle réduit. En effet, il est exclu de refuser une machine de plusieurs centaines de tonnes une fois qu'elle est bétonnée dans la centrale et mise en service! Des règles de similitude ont été élaborées pour la transposition des observations faites en laboratoires sur le modèle réduit aux conditions d'exploitation de la turbine grandeur nature. Des méthodes de correction des effets d'échelle dus aux similitudes irréalisables permettent d'affiner encore la transposition.

0.2.2 Buts de l'étude et idées principales

Les essais en laboratoire, sur modèle réduit, reproduisent les écoulements responsables d'éventuelles instabilités de fonctionnement. Une observation appropriée doit donc permettre de mettre en valeur leurs différentes manifestations. L'analyse dynamique permettra alors la prédiction de la stabilité de fonctionnement de la turbine Francis de dimensions industrielles dans son réseau d'adductions, à partir de l'essai en laboratoire sur modèle réduit.

Cette étude se fixe pour but de définir les éléments nécessaires à cette prédiction et les techniques à mettre en oeuvre pour les rassembler et les exploiter.

Pour obéir aux impératifs techniques et économiques de l'essai en laboratoire, il n'est pas question de simuler en modèle réduit tous les éléments qui participent à la dynamique de

l'ensemble: la réponse des ouvrages d'adduction doit faire l'objet de calculs séparés dont les paramètres seront tirés des résultats d'essais. De même, la simulation du couplage avec les machines de génération électrique n'est pas réalisée en laboratoire. Cet aspect peut cependant être découplé du problème hydraulique, et les résultats d'essais de turbines sur modèle réduit fourniront aux ingénieurs électriciens les bases d'une analyse dynamique des masses tournantes qui n'est pas évoquée dans ce travail.

L'étude de la stabilité de fonctionnement de turbines Francis est ainsi structurée sur trois axes de recherche:

- la connaissance des caractéristiques d'émission de perturbations;
- la connaissance des caractéristiques de transmission de perturbations;
- la transposition aux machines de dimensions industrielles d'observations réalisées en laboratoire sur des modèles réduits.

Les perturbations considérées sont des fluctuations couplées de pression et de vitesse d'écoulement qui se propagent en ondes planes dans les passages hydrauliques des machines et dans les conduites d'adduction.

Les outils de travail mis en œuvre sont tirés de l'étude des systèmes hydrauliques en régime varié. L'électrotechnique, le traitement de signaux, les techniques d'essai et les similitudes sont largement utilisées dans la conduite du travail.

0.3 Plan de rédaction

Le chapitre 1 définit le cadre technique de l'étude. La turbine Francis est présentée, puis les aspects de sa conception et de son fonctionnement directement associés à la stabilité de fonctionnement sont évoqués plus en détail. Les études sur la stabilité des écoulements en rotation sont rappelées.

Au chapitre 2, les bases théoriques de l'étude sont définies. Les méthodes d'impédances sont appliquées à la discussion de la stabilité de systèmes. L'approche énergétique du problème est exposée au moyen de l'intensimétrie hydro-acoustique.

Les problèmes relatifs à la mise en œuvre de l'essai sur modèle réduit sont détaillés au chapitre 3. Après une discussion de la pertinence de cet essai, On y étend les discussions de similitude hydraulique aux problèmes de génération et de transmission de perturbations. Enfin, les dispositions d'essai à prendre pour une caractérisation adéquate du comportement dynamique des turbines Francis sont détaillées.

Le chapitre 4 présente les principaux éléments de la thèse. Il définit les observations à réaliser, la manière de les interpréter et les diagnostics qu'on peut tirer de l'essai. On y discute les différents aspects du comportement dynamique des turbines Francis: précession de charge partielle, oscillations libres et pulsation de forte charge, oscillations auto-entretenues. La lecture des résultats d'intensimétrie est expliquée et les discussions s'étendent sur les paramètres de fonctionnement et sur certains éléments de tracé hydraulique des turbines.

Les techniques de modélisation des éléments de circuit sont exposées au chapitre 5 avec en point de mire l'exemple d'une pompe centrifuge. L'élaboration d'un modèle de comportement

est réalisée à partir d'essais en laboratoire. Les résultats sont discutés et la physique de la transmission est mise en évidence. La modélisation des sources de perturbations est également prise en compte.

Un résumé de la thèse est donné au chapitre 6 sous la forme d'une lecture rapide et critique des chapitres 3, 4 et 5.

Au chapitre 7, les méthodes exposées sont appliquées à deux cas concrets.

Les conclusions du chapitre 8 relèvent les éléments déterminants de ce travail de recherche.

1. Cadre du travail

1.1. Turbines Francis, mécanismes d'excitation

1.1.0 Préliminaires

Le paragraphe 1.1 est un bref exposé sur la construction et le fonctionnement des turbines Francis. Les connaissances générales exposées ici servent de base au commentaire sur la stabilité de fonctionnement de ces machines.

1.1.1 Organes et fonctionnement de la turbine Francis

1.1.1.1 Importance technique des turbines Francis

La recherche de solutions techniquement sûres et économiquement viables pour l'exploitation des sites hydrauliques a imposé au fil des ans un petit nombre de types de turbines [113]. Chacun de ces types a un domaine d'application privilégié. Sans parler de la mini-hydraulique dont les critères de choix reposent sur d'autres bases, on distingue trois familles de turbines pour la production hydro-électrique industrielle.

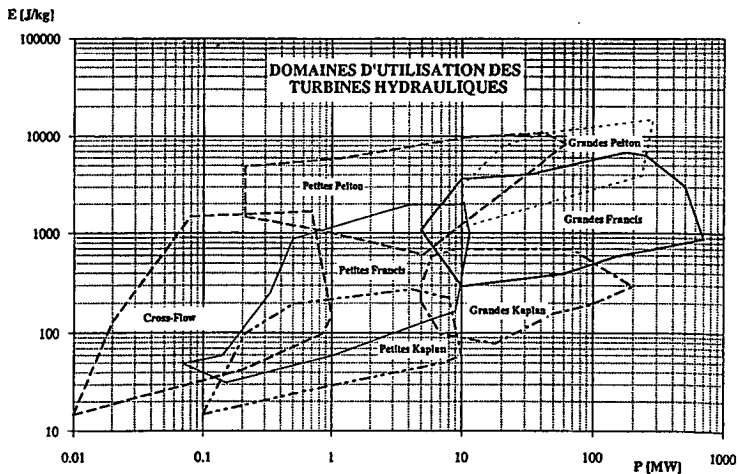


figure 1-1: Principaux types de turbines hydrauliques et domaines d'application [116]

- La turbine Pelton s'impose généralement pour les énergies hydrauliques massiques supérieures à 5000 J/kg .
- La turbine Kaplan et ses variantes (turbines hélices et bulbes) offrent souvent la meilleure solution pour les énergies hydrauliques massiques inférieures à 200 J/kg .
- Entre ces deux limites, on trouve le domaine d'application privilégié de la turbine Francis. Dans des applications spéciales, on voit même ces turbines concurrencer les autres types. En

effet, la construction des turbines Francis est d'une grande simplicité (je ne parle pas du tracé d'aubage!) et les puissances unitaires réalisables avec des groupes Francis dépassent celles que permettent les autres conceptions.

Les turbines Francis sont des machines compactes, robustes, à la roue faite d'une seule pièce, et particulièrement adaptées aux moyennes chutes. Elles réalisent la transformation d'énergie hydraulique en énergie mécanique avec un rendement élevé dans une plage de fonctionnement étendue.

1.1.1.2 Eléments de construction

La turbine Francis, dans sa forme moderne, est composée des éléments suivants [62].

Une bêche spirale reçoit l'eau sous pression de la conduite forcée et la distribue vers l'intérieur de l'anneau qu'elle forme. Sa tenue mécanique est assurée par un cercle d'entretoises profilées.

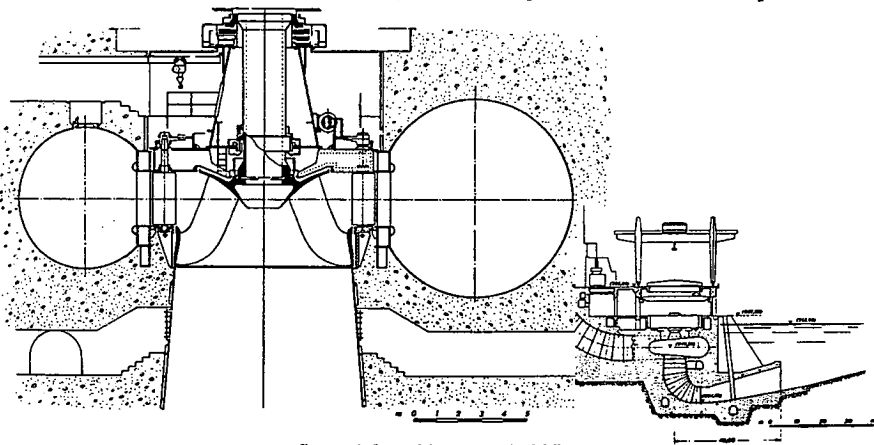


figure 1-2: turbine Francis [66]

Le distributeur est placé au milieu de l'anneau de la bêche spirale. Ses vingt à trente aubes orientables, placées dans le prolongement des entretoises, permettent d'ajuster le débit-volume turbiné.

Une roue à admission radiale centripète, à sortie axiale forme le coeur de la turbine. C'est la seule pièce tournante. Elle compte dix à vingt aubes non orientables, de géométrie tridimensionnelle non développable. Les aubes de la roue reçoivent l'écoulement en rotation à la sortie du distributeur et le dévient pour ne lui laisser qu'une rotation minimale. Le moment cinétique ainsi absorbé produit le couple transmis à l'arbre de la turbine.

L'aspirateur reçoit l'eau à la sortie de la roue et la conduit à la sortie de la turbine. Comme son nom l'indique, il permet d'abaisser la pression en sortie de roue, sous l'effet du dénoyage éventuel de la machine et grâce à une augmentation progressive de sa section de passage.

Des pompes sont construites selon le même schéma. L'écoulement dans la roue est alors centrifuge. On trouve enfin des pompes-turbines réversibles, qui assument l'une ou l'autre des fonctions selon leur sens de rotation.

1.1.1.3 Paramètres de fonctionnement [53]

Les conditions d'écoulement dans une turbine Francis de géométrie donnée sont entièrement déterminées par l'énergie hydraulique massique absorbée E , le débit-volume Q et la vitesse angulaire ω . Comme les turbines hydrauliques entraînent généralement des alternateurs couplés sur un réseau de distribution électrique, la vitesse angulaire ne varie pas. On représente donc la caractéristique de fonctionnement de la machine dans un diagramme E - Q à vitesse constante. Des courbes indiquent E en fonction de Q pour différents angles d'ouverture des aubes directrices. L'efficacité de la transformation de puissance hydraulique en puissance mécanique est reportée sous forme de courbes d'égal rendement η , et vaut à la caractéristique le nom de colline de rendement.

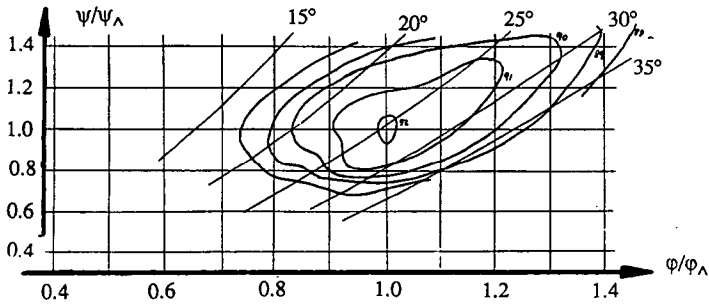


figure 1-3: colline de rendement d'une turbine Francis

Les coefficients adimensionnels d'énergie ψ et de débit ϕ permettent de qualifier le fonctionnement de turbines géométriquement semblables, mais de dimensions et vitesse de rotation différentes:

$$\psi_{1e} = \frac{2 E}{R_{1e}^{-2} \omega^2} \quad ; \quad \phi_{1e} = \frac{Q}{\pi R_{1e}^{-3} \omega}$$

où R_{1e} , rayon de la roue à l'attache de l'arête basse pression de l'aube sur la couronne extérieure, est la dimension de référence de la turbine. La colline de rendement adimensionnelle $\eta(\psi, \phi)$ avec les courbes $\psi(\gamma, \phi)$ est semblable à la colline dimensionnelle $\eta(E, Q)$ avec les courbes $E(\gamma, Q)$ à R_{1e} et ω constants.

Les liquides réels diffèrent du liquide idéal, principalement par la viscosité et la pression de dégagement de vapeur. L'influence de la viscosité se manifeste par de légères variations du rendement η selon les dimensions de la machine et l'énergie hydraulique massique qui lui est fournie. Si la pression dans la turbine atteint localement la pression de dégagement de vapeur, la cavitation peut affecter de manière importante les distributions de vitesses, le rendement et même apporter des distorsions à la caractéristique $\psi(\gamma, \phi)$. Le nombre de Thoma σ est une

formulation adimensionnelle de l'énergie d'aspiration qui qualifie le comportement en cavitation des turbines:

$$\sigma = \frac{NPSE}{E}$$

La vitesse spécifique v est un paramètre de fonctionnement adimensionnel particulier:

$$v = \frac{\varphi^{1/2}}{\psi^{3/4}} = \frac{\omega \sqrt{Q/\pi}}{(2E)^{3/4}}$$

C'est une combinaison des coefficients d'énergie et de débit qui fait disparaître la dimension de référence. Des turbines de tracé hydraulique différent, de dimensions éventuellement différentes mais travaillant au même régime hydraulique peuvent être comparées grâce à la vitesse spécifique v . Par extension, la vitesse spécifique évaluée au point de fonctionnement optimal (rendement maximum) ou nominal donne une classification de la turbine.

La recherche par les différents constructeurs de tracés hydrauliques performants a progressivement imposé des géométries de turbines liées à la vitesse spécifique [62]. Si les particularités de chaque concepteur se manifestent dans le détail du canal hydraulique et des aubes, les proportions des machines sont à très peu de choses près fixées par v .

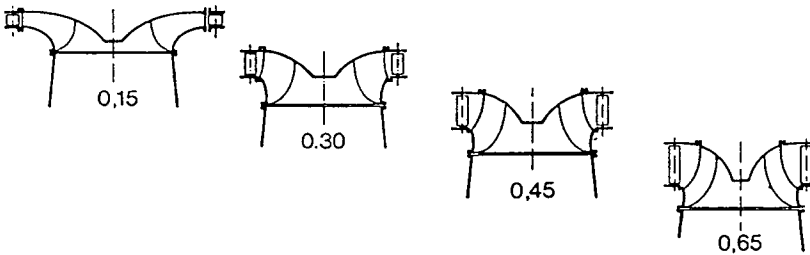


figure 1-4: roues de turbines Francis de différentes vitesses spécifiques [53]

La vitesse spécifique d'une turbine Francis est généralement comprise entre 0.15 et 0.70. Les tracés les plus favorables sont obtenus vers $v \approx 0.35$. On parle de turbines "lentes" si $v \leq 0.350$, de turbines "rapides" pour $v \geq 0.600$ et de vitesse spécifique moyenne entre deux. Ces qualifications ne portent pas directement sur la vitesse de rotation!

La vitesse spécifique v , comprise comme un facteur de forme, est un critère de classification des tracés de machines. Une turbine de faible vitesse spécifique, dont les exécutions de grande puissance sont le plus souvent rencontrées pour l'équipement des hautes chutes, aura un aubage plutôt radial. Sommairement, les roues des machines lentes sont caractérisées par un rayon d'entrée intérieur R_{1i} plus grand que le rayon de sortie extérieur R_{1e} . Les turbines de grande vitesse spécifique, plus courantes pour l'équipement des basses chutes, auront leurs aubes placées en diagonale dans le coude du canal de roue. Le rayon d'entrée extérieur R_{1e} est alors généralement plus petit que le rayon de sortie extérieur R_{1e} .

1.1.1.4 Aspirateur

Revenons sur l'aspirateur de la turbine Francis. Cet organe relie la sortie de la roue à la sortie de la machine. Il a une section croissante de l'entrée vers la sortie, afin de transformer en énergie potentielle de pression l'énergie cinétique liée à la vitesse débitante. Cette énergie à récupérer ne représente que 1% de l'énergie totale pour les très basses vitesses spécifiques, mais elle vaut typiquement 7% pour une turbine de $v = 0.500$ et elle dépasse les 10% dans une turbine rapide.

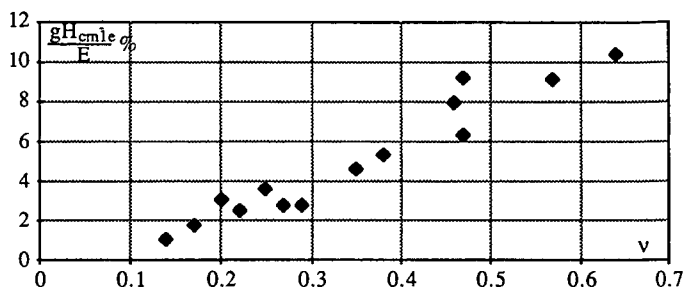


figure 1-5: Part de l'énergie cinétique associée à la vitesse débitante à la sortie de la roue, en fonction de la vitesse spécifique de turbines Francis (statistique tirée de [66])

C'est à l'entrée de l'aspirateur qu'on rencontrera, globalement, les pressions les plus basses. De plus, les distributions de vitesses peuvent y être très particulières. On obtient ainsi des formations de vapeur spectaculaires, les torches (annexe 0), susceptibles de modifier la dynamique de la turbine selon son régime de fonctionnement [63]. L'interaction des champs de vitesses d'écoulement avec les structures fixes de l'aspirateur produit des perturbations de nature acoustique dont l'ampleur dépasse parfois les niveaux acceptables.

Ces deux raisons expliquent le soin apporté à la conception et à la réalisation de l'aspirateur. Pourtant, des contraintes pratiques imposent des choix constructifs défavorables du point de vue hydraulique. Les grandes turbines Francis ont un axe vertical. L'eau sort de la roue verticalement vers le bas. Les excavations en profondeur représentant de gros frais, l'aspirateur doit dévier l'écoulement pour le conduire horizontalement vers la sortie de la machine. Ensuite, la largeur de la partie horizontale de l'aspirateur est de l'ordre de 2.5 fois le diamètre de la roue [62]. Un ou deux piliers sont souvent nécessaires pour assurer la tenue mécanique de la structure, et l'obstruction qu'ils exercent est parfois gênante. Le dimensionnement de l'aspirateur, comme celui de tous les organes de machines, résulte d'un compromis. Un des aspects mis en balance dans ce compromis est la stabilité de fonctionnement de la turbine.

1.1.2 Ecoulement dans une turbine Francis

1.1.2.1 Triangles de vitesses, tracé d'aubage [53, 62]

Il y a deux décompositions courantes des vitesses d'écoulement. La première, plus expérimentale, donne les trois composantes orthogonales du vecteur vitesse dans un référentiel

cylindrique fixé par la roue: C_a est la composante axiale, C_r la composante radiale et C_u la composante périphérique de la vitesse d'écoulement. La seconde, qui permet de raisonner plus facilement sur l'interaction entre le fluide en mouvement et les aubes fixes ou en rotation, décompose le vecteur vitesse dans un plan normal au plan méridien et tangent à la ligne de courant méridienne au point considéré: C_m , vitesse débitante, dans le plan méridien et C_u dans la direction perpendiculaire. C_u , composante périphérique de la vitesse d'écoulement, est ainsi directement comparable à U , vitesse périphérique de la roue au rayon du point considéré. La vitesse relative du fluide par rapport à l'aube de roue est $\vec{W} = \vec{C} - \vec{U}$. Les angles d'écoulement α et d'aubage β , que forment la vitesse absolue \vec{C} et la vitesse relative \vec{W} avec la vitesse périphérique \vec{U} sont directement lisibles sur ce triangle de vitesses.

Le théorème du moment moteur, démontré par Euler, établit un lien entre l'énergie hydraulique massique transféré par le fluide à l'aubage et les vitesses aux limites de l'aubage:

$$E_t = U_1 C_{u1} - U_1 C_{u1}$$

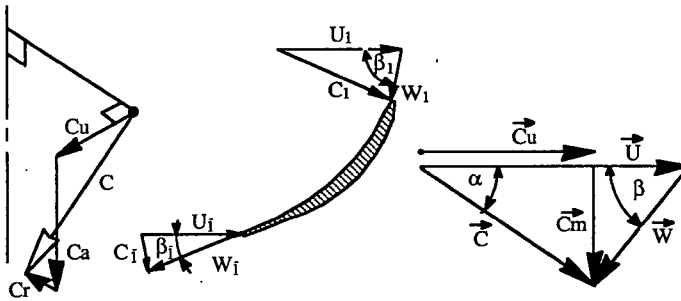


figure 1-6: Vitesses d'écoulement: décomposition cylindrique et triangles de vitesses à l'entrée et à la sortie d'une aube de turbine Francis

En supposant connues les lignes de courant dans le canal de la roue, en admettant de plus que l'énergie hydraulique transférée est la même le long de toutes les lignes de courant, et en imposant une valeur C_{u1e} de la composante périphérique de la vitesse absolue sur l'extérieur de l'arête de sortie, on arrive à calculer les angles d'aubage β_1 et β_1' sur toute la longueur des arêtes d'entrée et de sortie des aubes de la roue. Si le fluide arrive sur les aubes et les quitte sans incidence, les angles d'aubage sont égaux aux angles solides entre le squelette de l'aube et la direction circumférencielle dans le plan du triangle de vitesses.

Le choix de C_{u1e} résulte d'un compromis entre la perte énergétique liée à un moment cinétique irrécupérable après la sortie de la roue et l'amélioration du rendement de l'aspirateur qui résulte d'une légère centrifugation de l'écoulement. Une fois fixées les projections méridiennes des arêtes d'entrée et de sortie, C_{u1e} détermine la distribution de C_{u1} sur toute la section de sortie de l'aubage [62].

Le savoir-faire du constructeur apporte un tracé judicieux du canal de la roue et de la projection dans le plan méridien des arêtes d'entrée et de sortie. Il permet d'obtenir une bonne approximation des lignes de courant dans l'espace occupé par la roue. Il est encore mis à

contribution dans la correction des angles d'aubage, pour tenir compte de l'incidence, réellement non nulle, de l'écoulement à l'entrée et à la sortie des aubes.

1.1.2.2 Distribution de vitesses à la sortie de la roue

Un raisonnement qualitatif global peut s'appuyer sur un triangle de vitesses qu'on estime représentatif de tout l'écoulement en sortie de roue au régime de tracé. Pour fixer les idées, disons que la composante circonférentielle C_{u1} de la vitesse d'écoulement est nulle au régime optimal, afin de minimiser les pertes par vitesse restante. Si le débit-volume augmente, toutes autres choses égales, et si le fluide quitte l'aube tangentiellement à son squelette, la croissance de la vitesse méridienne C_m ne peut se faire que par ouverture de l'angle d'écoulement α , avec apparition d'une vitesse C_{u1} négative. Si en revanche le débit-volume est réduit, C_m plus petite impose C_{u1} positive. Les variations de régime de fonctionnement de la charge partielle à la forte charge feront donc apparaître une inversion du sens de rotation de l'écoulement à la sortie de la roue, avec une plage de rotation minimale autour du régime pour lequel la roue est principalement conçue.

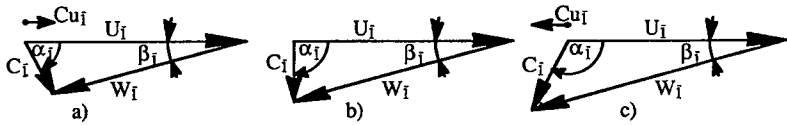


figure 1-7: Triangle de vitesses à la sortie d'une roue de turbine Francis à différents régimes:
 a) charge partielle, rotation résiduelle dans le même sens que la roue; b) régime optimal, rotation résiduelle minimale; c) forte charge, rotation résiduelle opposée à celle de la roue.

Mais la distribution des vitesses méridiennes et périphériques dans la section de sortie de la roue résulte déjà, au régime hydraulique pour lequel la machine est conçue, d'un compromis entre le bon transfert d'énergie, la minimisation de la rotation résiduelle et l'optimisation des capacités de récupération de l'aspirateur. Or, une turbine Francis est appelée à fonctionner dans une large gamme d'énergie hydraulique massique et de débit-volume. La distribution des vitesses d'écoulement à l'entrée de l'aspirateur va donc varier considérablement.

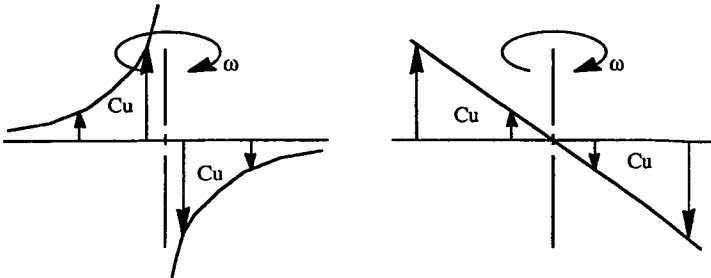


figure 1-8: vortex libre (gauche) et forcé (droite)

Dans l'écoulement en rotation d'un fluide idéal dans une conduite à section circulaire, le produit de la composante circonférentielle de la vitesse C_u par le rayon R est le même dans toute la section si l'énergie hydraulique gH est uniformément distribuée:

$$\frac{dgH}{dR} = 0 \Rightarrow C_u \cdot \frac{dR}{dR} = -R \cdot \frac{dC_u}{dR} \Rightarrow R C_u = \text{cte}$$

On parle dans ce cas de vortex libre, par opposition au vortex forcé d'une rotation de type solide, $C_u = \text{cte} \cdot R$, qui induit un gradient radial d'énergie hydraulique massique.

Au régime de tracé de la roue, la distribution de $R C_u$ n'est pas vraiment uniforme, pour deux raisons. Du fait de la viscosité, les forts gradients de C_u près de l'axe du vortex libre sont atténués. Le cisaillement corrige la rotation dans le sens d'un vortex forcé. Par ailleurs, le transfert d'énergie dans la roue n'est pas vraiment le même pour tous les filets liquides, et il existe bien une distribution non homogène d'énergie hydraulique massique à la sortie de l'aubage. Il va sans dire que ces distorsions seront accentuées si les conditions de fonctionnement s'écartent du régime de tracé. Aux débits très partiels, il n'est pas rare de voir tout l'écoulement à la sortie de la roue organisé en vortex forcé.

Au régime de tracé, la vitesse méridienne C_m est en principe constante dans la section d'entrée de l'aspirateur. Près de l'axe, sous l'ogive de roue, on note une baisse locale de la vitesse méridienne. Vers les grands débits, l'écoulement se concentre dans la partie centrale du canal, avec une accentuation du déficit de C_m sous l'ogive. Aux débits partiels, la répartition s'inverse et c'est sur l'extérieur de l'écoulement qu'on trouve les plus grandes vitesses méridiennes.

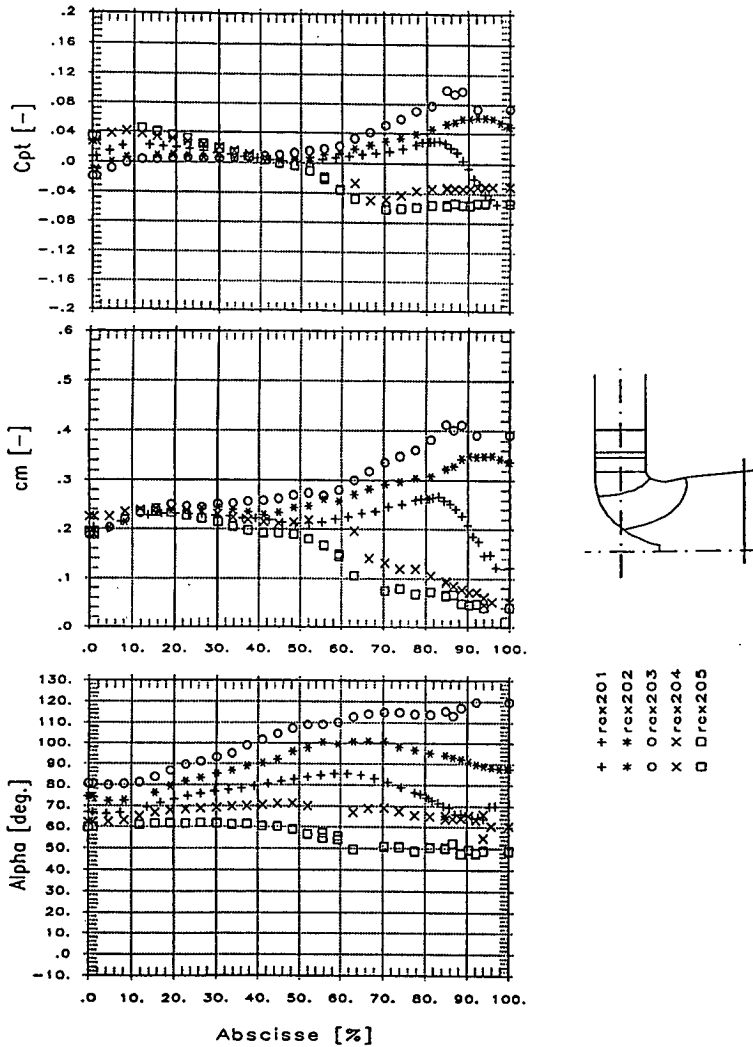


figure 1-9: Distribution de vitesses dans le cône de l'aspirateur d'une turbine Francis à $1.03 \psi_{ref}$ hors cavitation: vitesse méridienne, angle d'écoulement α et coefficient de pression totale; 0 % des abscisses en paroi, 100 % sur l'axe du cône

Point	rcx205	rcx204	rcx201	rcx202	rcx203
φ/φ_{ref}	0.80	0.87	0.96	1.05	1.14

1.2 Écoulement en rotation dans les aspirateurs de turbines Francis

1.2.0 Préliminaires

Après un rappel sur la stabilité des corps en rotation, le paragraphe 1.2 établit le bilan des connaissances disponibles au début de ce travail sur la stabilité de fonctionnement des turbines Francis. Ces connaissances sont de nature fondamentale, avec une analyse de base des manifestations dynamiques dans les aspirateurs, ou résultent d'une approche pratique, avec une panoplie de moyens palliatifs à appliquer en cas d'instabilité.

1.2.1 Généralités

Pour assurer son rôle dans le fonctionnement de la turbine Francis, l'aspirateur est de section croissante selon son axe. Il est le plus souvent coudé, avec une partie verticale, et il débouche dans un bassin de restitution. Il reçoit un débit de liquide animé d'une rotation d'intensité et de sens changeants selon le régime de fonctionnement, avec des forces de cisaillement résultant de gradients de vitesses importants. Il faut donc s'attendre à voir apparaître, à différents degrés selon les conditions hydrauliques, des moments gyroscopiques qui écarteront l'axe de rotation du liquide de l'axe de l'aspirateur. Ces distorsions de l'écoulement déclencheront un mouvement de précession (annexe 1). Il y a donc une instabilité de l'écoulement, puisqu'une perturbation liée au fonctionnement normal entraîne une oscillation globale du champ de vitesses.

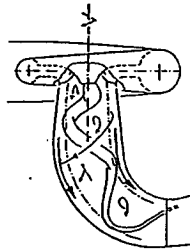


figure 1-10: Torche de charge partielle dans l'aspirateur d'une turbine Francis [29]

1.2.2 Etudes de l'instabilité de l'écoulement en rotation

1.2.2.1 Premières perceptions globales du problème

Divers travaux sur la stabilité des écoulements en rotation ont eu lieu dans les années 30 [34]. En 1940, W.J. Rheingans remarque que l'instabilité se manifeste généralement vers 50% de la puissance par des oscillations à une fréquence proportionnelle à la vitesse de rotation de la roue:

$$f = \frac{n}{3.6} \quad \text{où } n \text{ est la fréquence de rotation de la roue en tours par seconde.}$$

On écrit plus simplement: $f/n = 0.28$. Cette instabilité, presque systématique, excite parfois une fréquence dangereuse de l'installation. L'exploitation de la turbine est alors difficile, voire impossible dans une partie de la plage de fonctionnement initialement prévue [26].

Le développement des moyens d'essai (réglage du régime, fonctionnement sous pression réduite, possibilités d'observations, appareils pour la mesure de fluctuations) a permis au fil des ans de mieux appréhender la complexité du problème. En 1960, P. Campmas [18, 19] publie des résultats d'essais sur modèle réduit et sur prototype qui montrent qu'à cette époque, les principaux aspects des instabilités étaient connus sinon expliqués.

Campmas lie également les distributions de vitesses mesurées aux fluctuations de pression observées. Il remarque les différentes formes que prend la torche cavitante selon le régime de fonctionnement.

1.2.2.2 Tubes à vortex

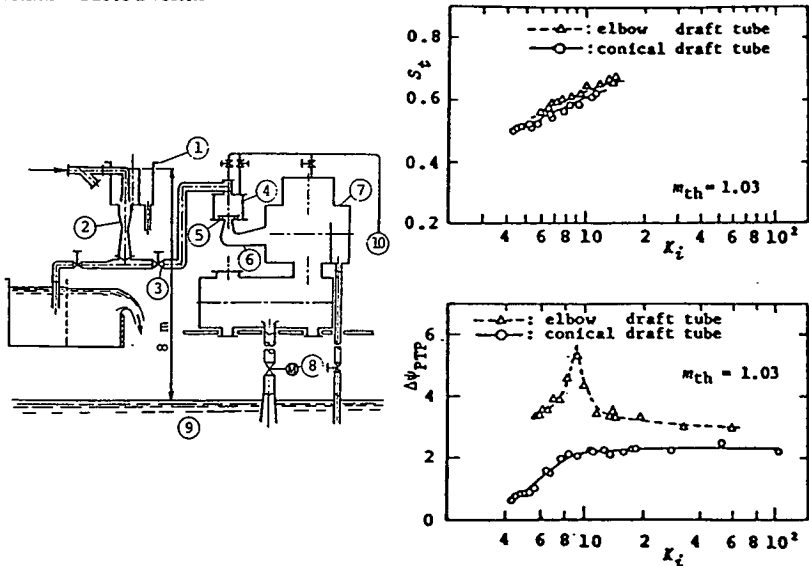


figure 1-11: Installation de tube à vortex et résonance de l'oscillation de précession [102]

Dès les années 60, plusieurs analyses se sont basées sur des expériences réalisées sur des modèles d'aspirateurs avec un écoulement d'air ou d'eau mis en rotation par une grille fixe [102, 103, 106]. Un chiffre adimensionnel de moment cinétique a été élaboré, avec une valeur limite liée à la géométrie de l'aspirateur, au-delà de laquelle les oscillations de pression s'organisent en un champ tournant. Cette approche est désignée sous le nom générique de "tubes à vortex". Le chiffre de moment cinétique:

$$m = \frac{\Omega D}{\rho Q^2} \quad \text{où} \quad \Omega = \frac{dB}{dt}$$

représente symboliquement le rapport des flux de moment cinétique et de quantité de mouvement à travers la section de sortie de la roue. Le diamètre D d'entrée de l'aspirateur adimensionnalise l'expression. Comme l'écoulement est mis en rotation par des aubes radiales et transporté sans échange d'énergie à l'entrée de l'aspirateur, Ω est facilement tiré de l'angle des aubes directrices et du débit à travers l'appareil.

Des formes adimensionnelles sont proposées pour la fréquence f^* , l'amplitude Δp^* des oscillations de pression en paroi de l'aspirateur et la cavitation au sein de l'écoulement en rotation [103, 106].

$$f^* = \frac{f D^3}{Q} \quad \Delta p^* = \frac{D^4 \Delta p}{\rho Q^2} \quad K = \frac{H_a - H_v - H_s}{\bar{C}_m^2 / 2g}$$

Des essais en eau avec variation du paramètre de cavitation K [103] ont fait apparaître des amplifications, attribuées à un phénomène de résonance.

1.2.2.3 Limitations de la méthode des tubes à vortex

L'étude de l'instabilité de l'écoulement en rotation, née d'observations sur des turbines prototypes et sur des modèles réduits, a beaucoup avancé avec la théorie des tubes à vortex. Il semble à présent que les limites de cette méthode soient atteintes.

Le principal attrait des tubes à vortex réside dans la possibilité de mener les essais de stabilité avec un dispositif expérimental restreint, puisque le modèle de laboratoire ne comporte pas de machine tournante (hormis la pompe ou le ventilateur d'alimentation).

Cela se paie naturellement par une distribution de vitesses très éloignée de ce qu'on obtient réellement à la sortie d'une roue de turbine. Pour une approche "en tube à vortex", l'oscillation de forte charge est absolument identique à celle de charge partielle, au sens de rotation près. Une observation même sommaire du comportement dynamique d'une turbine réelle montre que ces deux phénomènes sont en fait bien différents.

Par ailleurs, une analyse basée sur un paramètre aussi global que le chiffre de moment cinétique ne peut que donner des résultats d'ordre général. On ne conçoit pas qu'elle puisse tenir compte de petites différences dans le tracé de l'aubage et restituer leur effet sur la stabilité de fonctionnement.

1.2.3 Palliatifs

Le fonctionnement des turbines Francis est donc instable à certains régimes. L'ingénieur doit pouvoir proposer des interventions sur la machine en vue de réduire les oscillations à un niveau acceptable. La solution la plus évidente est, naturellement, d'éviter l'exploitation des machines dans les plages de fonctionnement instable. Cette attitude a longtemps permis de s'accommoder des instabilités de charge partielle. Cependant, l'évolution actuelle de la gestion des réseaux électriques fait une part toujours plus grande au réglage de puissance par les turbines hydrauliques. Comme de plus les unités de production sont aujourd'hui télécommandées, un

fonctionnement acceptable dans l'ensemble de la plage de garantie est absolument indispensable.

On sait intervenir au niveau de la construction pour réaliser des machines au fonctionnement calme. Cela est cependant obtenu soit en sacrifiant le rendement, ce qui est inacceptable, soit en adoptant des dimensions tellement grandes que le prix de revient de l'énergie produite devient excessif. Le critère majeur pour le tracé d'une grande turbine hydraulique moderne reste l'efficacité de la transformation de puissance. Les exigences qui en découlent ne sont tempérées que par la compétition pour la réalisation de machines simples et économiques. Des aspects importants de l'exploitation des machines, comme l'érosion de cavitation ou la stabilité de fonctionnement, ne peuvent dicter une modification de tracé ne serait-ce que légèrement nuisible au rendement, qu'en arguant d'un gain au niveau des coûts d'entretien et de la fiabilité des machines.

La méthode palliative la plus courante est l'aération de l'écoulement, de préférence à la sortie de la roue. On rencontre souvent aussi des structures stabilisatrices dans l'aspirateur: piliers, tubes, trépieds, guideaux, ou des géométries d'ogive qui influencent la stabilité de fonctionnement. Il arrive que la roue soit modifiée, mais cela reste une solution extrême. Les effets de différents palliatifs sont discutés au § 4.4.3.

2. Représentation de la dynamique des systèmes hydrauliques

2.1 Généralités

2.1.0 Préliminaires

Le paragraphe 2.1 commence par une description générale de la dynamique d'un fluide en mouvement dans une conduite. Les équations de base pour la description de ce mouvement sont rappelées. Les méthodes courantes de calcul sont évoquées. L'analyse en constantes localisées, moins commune, est exposée plus en détail. Le calcul des régimes périodiques selon la méthode des impédances est brièvement exposé.

2.1.1 Propagation acoustique des perturbations

Dès qu'on aborde l'étude de la propagation des perturbations, la compressibilité du liquide doit être prise en compte. Les variations de pression résultant des forces d'inertie sont telles que les particules de liquide subissent une déformation élastique. Cette déformation entraîne une fluctuation locale de la vitesse d'écoulement. Elle est communiquée aux particules voisines qui sont ainsi impliquées dans un mouvement d'ensemble. On appelle propagation acoustique [50] cette variation couplée de la pression et de la vitesse d'écoulement.

La vitesse de propagation des ondes, ou célérité d'onde, est un paramètre dominant de l'acoustique. En effet, les perturbations imposées à l'écoulement voyagent à une vitesse finie. Elles sont renvoyées par les limites du système. La combinaison, au cours du temps, des ondes directes avec les ondes réfléchies produit les fluctuations de pression et de vitesse d'écoulement qu'on observe dans le fluide en régime varié.

Une perturbation sinusoïdale entretenue génère dans l'espace une onde sinusoïdale en translation qui est l'image de la source, retardée du temps nécessaire à la propagation de l'onde de la source au point considéré. La période dans l'espace de cette sinusoïde est la longueur d'onde. Si les conditions aux limites sont judicieusement choisies, la superposition de l'onde directe et de l'onde réfléchie produit une onde sinusoïdale stationnaire, dont la période dans l'espace est également la longueur d'onde [59,131].

Dans un milieu liquide homogène, les ondes se développent sphériquement à partir du point source: elles se propagent à la même vitesse dans toutes les directions. L'aire interceptée par le front d'onde croît comme le carré du rayon; si l'énergie portée par l'onde ne varie pas, elle se répartit sur une plus grande surface et l'amplitude de la perturbation diminue rapidement quant la distance à la source augmente.

Il en va tout autrement avec la propagation des ondes acoustiques dans une conduite. Si la dimension transversale du canal est petite par rapport à la longueur d'onde et varie peu suivant l'axe, les parois guident la perturbation et la propagation devient plane [50, 92]. On admet alors que toutes les grandeurs qui caractérisent le régime varié (pression, vitesse d'écoulement, mais aussi masse volumique etc.) sont constantes dans une section donnée de la conduite. Si en revanche la demi-longueur d'onde est plus petite que la dimension transversale, la réflexion par les parois va empêcher la propagation longitudinale par effet d'étouffement. Une conduite

fonctionne donc comme un guide d'ondes pour les oscillations de basse fréquence et comme un filtre passe-bas pour les oscillations de haute fréquence. Le calcul de la propagation des ondes dans les conduites est une partie importante de la technique hydraulique. Différentes méthodes sont mises en oeuvre selon le cas à traiter.

2.1.2 Variables d'état, équations de base

La vitesse d'écoulement et l'énergie hydraulique massique donnent une description complète de l'état hydraulique en un point donné. Ce sont des variables d'état.

Dans l'analyse des systèmes de conduites, on admet le plus souvent que l'énergie hydraulique massique et la vitesse d'écoulement sont constantes dans une section droite de conduite (les effets visqueux sont pris en compte globalement). Le débit-volume remplace alors la vitesse d'écoulement comme variable d'état. Il est aussi courant d'utiliser l'énergie hydraulique par unité de poids, qui équivaut à une hauteur de colonne liquide, à la place de l'énergie hydraulique massique. Plus rarement, on lui préférera la pression.

L'équation de la quantité de mouvement [47, 54, 92, 131] établit le bilan des forces s'appliquant sur le volume de contrôle contenu dans un élément de conduite rectiligne: forces d'inertie stationnaires et instationnaires, forces de masse (pesanteur), forces de pression et forces de frottement visqueux.

$$\rho C A \frac{\partial C}{\partial x} dx + \rho A dx \frac{\partial C}{\partial t} = - \rho g A \frac{\partial Z}{\partial x} dx - A \frac{\partial p}{\partial x} dx - k_r' C |C| dx$$

L'équation de la quantité de mouvement se réduit à:

$$\frac{\partial g H_p}{\partial x} + \frac{dC}{dt} + k_r C |C| = 0 \quad \text{avec } k_r = \frac{\lambda}{2D} \quad \text{où } \lambda \text{ est le coefficient de Moody.}$$

L'équation de continuité [92, 131] établit la liaison entre le bilan des masses entrant et sortant d'un élément de contrôle, et la variation de la masse de cet élément due à la compressibilité du fluide et à l'élasticité des parois.

$$\frac{\partial(\rho Q)}{\partial x} = \frac{\partial(A\rho C)}{\partial x} = - \frac{\partial(A\rho)}{\partial t}$$

En y introduisant la constante élastique globale du fluide dans la conduite E_g , on la réduit à:

$$\frac{\partial C}{\partial x} + \frac{1}{E_g} \frac{dp}{dt} = 0$$

La vitesse de propagation des ondes S dans une conduite est tirée des équations de continuité et de la quantité de mouvement et de l'analyse des déformations subies par le fluide et son enveloppe:

$$S^2 = \frac{E_g}{\rho} \left(1 + \frac{\rho g}{dp} \frac{dZ}{dx} \right) = \frac{E_g}{\rho}$$

2.1.3 Régime transitoire

Le régime transitoire est la réponse d'un système à une sollicitation limitée dans le temps: fermeture d'une vanne, démarrage ou déclenchement d'une pompe. Le résultat permet de contrôler le dimensionnement des organes de sécurité et de définir les manoeuvres possibles en conciliant souplesse d'exploitation et sécurité de l'installation.

Le calcul de régimes transitoires dans les systèmes de conduites est le plus souvent structuré en différences finies de l'espace et du temps [54, 131]: les grandeurs d'état sont évaluées aux noeuds d'un maillage pour une suite discrète d'instant. L'intégration des équations de la quantité de mouvement et de la continuité par la méthode des caractéristiques se prête parfaitement à une telle formulation. Cette forme générale d'analyse comporte tous les degrés de complexité, de la méthode analytique d'Allievi aux codes de calcul les plus complets en passant par la méthode graphique de Schnyder-Bergeron. Elle incorpore aisément toutes sortes d'appareils.

2.1.4 Analyse en constantes localisées

2.1.4.1 Définitions, généralités

Les équations introduites au § 2.1.2 décrivent la propagation de perturbations dans un milieu continu. Si le système hydraulique étudié peut être ramené à un assemblage d'éléments discrets de type inertiel, dissipatif ou capacitif reliant des appareils de caractéristiques connues, on peut le décrire plus simplement à l'aide d'une équation différentielle, dite équation d'état. Cette équation peut naturellement être non-linéaire et changeante au cours du temps [52]. L'intégration de l'équation d'état se fait selon la méthode de Runge-Kutta ou un algorithme analogue. On parle d'analyse en constantes localisées ('lumped parameters' ou 'lumped elements' [131]).

Appliquons l'équation de continuité à un élément de circuit déformable et sans inertie ni dissipation. L'énergie hydraulique potentielle massique est uniforme dans un tel élément. Avec les débits-volume d'entrée et de sortie Q_e et Q_s , elle détermine entièrement l'état de l'élément:

$$Q_s = Q_e - \frac{V}{S^2} \frac{dgH_p}{dt} = Q_e - \tilde{C} \frac{dgH_p}{dt}$$

De même, le débit-volume est uniforme dans un élément inertiel et dissipatif incompressible. Avec les énergies hydrauliques potentielles massiques d'entrée et de sortie gH_{pe} et gH_{ps} , il permet d'écrire une version simplifiée de l'équation de la quantité de mouvement:

$$gH_{ps} = gH_{pe} - \frac{L}{A} \frac{dQ}{dt} - k_r |Q| |Q| \approx gH_{pe} - \tilde{L} \frac{dQ}{dt} - \tilde{R} Q$$

Si le débit-volume est assimilé à un courant électrique et l'énergie hydraulique potentielle massique à un potentiel électrique, l'élément de circuit déformable est analogue à un condensateur de capacité $\tilde{C} = V/S^2$. Dans la même analogie électrique, l'élément de circuit inertiel correspond à une bobine d'inductance $\tilde{L} = L/A$, et la perte de charge linéarisée autour du débit-volume moyen Q_0 est représentée par une résistance $\tilde{R} = 2 k_r |Q_0|$ (ces formulations sont établies pour un état en (gH, Q) ; elles varient naturellement selon les grandeurs d'état choisies).

La description des appareils raccordés aux conduites en termes de grandeurs d'entrée et de sortie gH_p et Q et de leurs dérivées ne pose généralement pas de problèmes. On peut donc, après discrétisation des longueurs de conduites, établir la dynamique d'un système hydraulique sous la forme d'une équation différentielle portant sur des grandeurs ponctuelles. C'est l'équation d'état F:

$$\frac{d[X]}{dt} = F([X]) + G([U])$$

où $[X] = [gH_{p1}, \dots, gH_{pn}, Q_1, \dots, Q_m, \dots]$ et $[U]$ sont les vecteurs d'état et de commande ($[U]$ rassemble les perturbations imposées au système et la fonction G définit leur action).

2.1.4.2 Distorsion du temps

Un tronçon de conduite sans dissipation de longueur L , de célérité d'onde S et dont la section droite a une aire A est donc remplacée par l'assemblage de deux éléments discrets: une inertie $\tilde{L} = L/A$ et une capacité $\tilde{C} = LA/S^2$. Examinons la période des oscillations libres de ce tronçon raccordé d'un côté à un bassin à énergie constante et de l'autre côté à une vanne fermée. Le premier mode propre du tronçon décrit un quart de longueur d'onde à la fréquence:

$$f_0 = \frac{1}{4} \frac{S}{L}$$

Comme l'oscillateur électrique inductif-capacitif correspondant, le même tronçon modélisé par des éléments discrets aura une seule fréquence propre:

$$f_{0d} = \frac{1}{2\pi} (\tilde{C} \tilde{L})^{-1/2} = \frac{1}{2\pi} \frac{S}{L}$$

Outre la simplification de la dynamique liée à la suppression des harmoniques, la discrétisation de ce tronçon de conduite en une paire d'éléments inertiel et capacitif introduit une distorsion du temps. Le temps caractéristique du système en constantes localisées vaut $\pi/2 = 1.57$ fois le temps caractéristique du système réel.

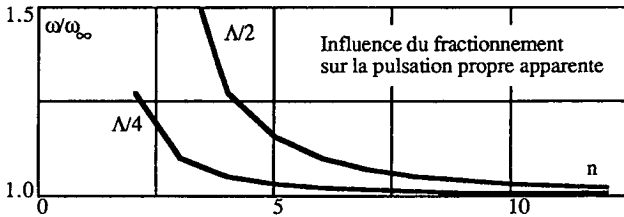


figure 2-1: distorsion du temps due au fractionnement

Pour remédier à cette distorsion, on fractionne les conduites en éléments suffisamment petits. C'est ainsi qu'on ramène le rapport des temps caractéristiques à 1.03 par une discrétisation à 5 paires et à 1.01 avec 10 paires. L'approximation est alors acceptable dans la plupart des cas. En règle générale, la discrétisation d'un système hydraulique en éléments à constantes localisées sera faite de façon à ce qu'aucun des éléments de conduites n'ait une longueur supérieure à $1/40^{\text{ème}}$ de la longueur d'onde à la plus grande fréquence considérée.

2.1.5 Régime périodique, impédances

2.1.5.1 Régime périodique [131, 133, 134]

L'étude du régime périodique est basée sur celle du régime harmonique de pulsation $\omega = 2\pi f$. $g(t)$ représente le signal temporel et $g(\omega)$ (ou g tout seul quand cela ne prête pas à confusion) est le coefficient complexe de la représentation fréquentielle de $g(t)$ pour la pulsation ω . Le principe de superposition des petites perturbations nous permet de construire n'importe quelle fonction périodique à partir de fonctions sinus dont la fréquence est multiple de la fréquence de base.

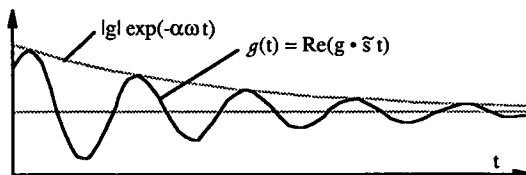


figure 2-2: Pulsation complexe

La notation exponentielle des fonctions sinus donne la possibilité d'introduire l'amortissement de l'oscillation par le biais de la pulsation complexe $\tilde{\omega} = (j - \alpha) \omega$.

La connaissance des coefficients complexes $ghp(\omega, x)$ et $c(\omega, x)$ et de l'amortissement $\alpha\omega$ suffit à déterminer le régime pseudo-périodique considéré. Le vecteur d'état harmonique $[ghp, c]$ (ω) est défini en chaque point du système; ghp et c sont appelés phaseurs. Dans le plan complexe, les phaseurs ghp et c donnent le module et la phase de vecteurs tournants.

La pulsation complexe $\tilde{\omega}$ est une forme particulière de la variable de Laplace. Ainsi, certaines bases de l'étude des régimes périodiques peuvent être appliquées au calcul opérationnel de la réponse aux sollicitations transitoires. Cet aspect des choses est cependant rarement exploité, à cause de la grande complication des développements analytiques.

L'amortissement mérite un commentaire particulier [49]. Il résulte de la prise en compte de transferts d'énergie linéarisés autour d'un régime de fonctionnement moyen. Or, rien ne dit que les transferts liés à un débit fluctuant obéissent aux mêmes lois que ceux du débit moyen. La perte de charge par frottements dans les conduites est typique de cet aspect des choses. Pour établir l'équation de la quantité de mouvement, on avait réduit les manifestations visqueuses à un coefficient k_r selon l'équation de Darcy-Weissbach. Ce coefficient est évalué à partir notamment du coefficient de Moody, qui dépend uniquement du nombre de Reynolds, qui détermine le profil moyen des vitesses méridiennes dans une conduite rectiligne longue, et de la rugosité relative des parois. Or, il serait très faux d'admettre que le profil moyen reste identique à lui-même, et que les variations de débit résultent de son homothétie par rapport à une section droite de la conduite. En réalité, la distribution transitoire de vitesses passe par une multitude de formes qui provoquent des cisaillements fluides plus importants que ceux du régime permanent [80]. Ainsi, on admet que pour rendre compte de manière réaliste de l'amortissement du régime libre dans une conduite simple après la fermeture d'une vanne, il faut adopter dès la fin de la manoeuvre un coefficient de perte de charge de l'ordre de vingt fois celui du régime initial permanent. De plus, l'amortissement dépend de la fréquence: les modes d'ordre supérieur

s'atténuent en réalité plus vite que les premiers modes. Le coefficient de perte de charge en régime varié peut être lié à un nombre de Reynolds prenant en compte les forces d'inertie instationnaires aussi bien que stationnaires. Des recherches sont en cours sur ce sujet.

L'équation de la quantité de mouvement devient en régime pseudo-périodique:

$$\frac{\partial ghp}{\partial x} = - \left(\tilde{s} + \frac{\lambda C_0}{D} \right) c$$

De même, l'équation de continuité devient si la conduite est fixe:

$$\frac{\partial c}{\partial x} = - \tilde{s} \frac{1}{S} ghp$$

On intègre ces deux équations sur la longueur L de conduite entre les points (1) et (2) avec les notations abrégées γ et Z_c :

$$\gamma = \frac{1}{S} \left(\tilde{s}^2 + \tilde{s} \frac{\lambda C_0}{D} \right)^{\frac{1}{2}} ; \frac{(\gamma S)^2}{\tilde{s}} = \tilde{s} + \frac{\lambda C_0}{D} \quad \text{et} \quad Z_c = \frac{\gamma S^2}{\tilde{s}}$$

$$\begin{cases} ghp_2 = ghp_1 \operatorname{ch}(\gamma L) - Z_c c_1 \operatorname{sh}(\gamma L) \\ c_2 = c_1 \operatorname{ch}(\gamma L) - \frac{1}{Z_c} ghp_1 \operatorname{sh}(\gamma L) \end{cases}$$

ou, sous les formes matricielle et exponentielle:

$$\begin{bmatrix} ghp_2 \\ c_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \operatorname{ch}(\gamma L) & -Z_c \operatorname{sh}(\gamma L) \\ -\frac{1}{Z_c} \operatorname{sh}(\gamma L) & \operatorname{ch}(\gamma L) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} ghp_1 \\ c_1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{cases} ghp_2 = \frac{1}{2} (ghp_1 - Z_c c_1) \exp(\gamma L) + \frac{1}{2} (ghp_1 + Z_c c_1) \exp(-\gamma L) \\ c_2 = \frac{1}{2} \left(c_1 - \frac{1}{Z_c} ghp_1 \right) \exp(\gamma L) + \frac{1}{2} \left(c_1 + \frac{1}{Z_c} ghp_1 \right) \exp(-\gamma L) \end{cases}$$

Si l'amortissement α est nul, alors on peut procéder aux simplifications suivantes:

$$\tilde{s} = j\omega ; \quad \gamma = \frac{j\omega}{S} ; \quad Z_c = S$$

Les expression matricielle et exponentielle de la transmission deviennent:

$$\begin{bmatrix} ghp_2 \\ c_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\left(\frac{\omega L}{S}\right) & -j S \sin\left(\frac{\omega L}{S}\right) \\ -\frac{j}{S} \sin\left(\frac{\omega L}{S}\right) & \cos\left(\frac{\omega L}{S}\right) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} ghp_1 \\ c_1 \end{bmatrix}$$

$$\begin{cases} ghp_2 = \frac{1}{2} (ghp_1 + S c_1) \exp\left(-\frac{j\omega L}{S}\right) + \frac{1}{2} (ghp_1 - S c_1) \exp\left(\frac{j\omega L}{S}\right) \\ c_2 = \frac{1}{2} \left(c_1 + \frac{1}{S} ghp_1 \right) \exp\left(-\frac{j\omega L}{S}\right) + \frac{1}{2} \left(c_1 - \frac{1}{S} ghp_1 \right) \exp\left(\frac{j\omega L}{S}\right) \end{cases}$$

2.1.5.2 Impédances [59, 131, 133, 134]

L'impédance est une généralisation de la notion de résistance. Elle définit en chaque point d'un système dynamique la relation entre une variable de potentiel et une variable traversante.

Pour rendre plus aisé le traitement de systèmes ramifiés ou maillés, on choisira presque toujours le débit-volume plutôt que la vitesse comme variable traversante.

$$\begin{bmatrix} \text{ghp}_2 \\ q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \text{ch}(\gamma L) & -Z_c \text{sh}(\gamma L) \\ -\frac{1}{Z_c} \text{sh}(\gamma L) & \text{ch}(\gamma L) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \text{ghp}_1 \\ q_1 \end{bmatrix}$$

avec alors: $\gamma = \frac{1}{S} \left(\bar{s}^2 + \bar{s} \frac{\lambda C_0}{D} \right)^{\frac{1}{2}}$ et $Z_c = \frac{\gamma S^2}{A \bar{s}}$

Dans le cas d'une conduite sans frottements et d'une oscillation non amortie, ceci devient:

$$\begin{bmatrix} \text{ghp}_2 \\ q_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \text{Str} & -j Z_0 \sin \text{Str} \\ -\frac{j}{Z_0} \sin \text{Str} & \cos \text{Str} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \text{ghp}_1 \\ q_1 \end{bmatrix}$$

où Str (grandeur sans dimension) est un nombre d'onde et Z_0 est l'impédance acoustique de référence de la conduite.

$$\text{Str} = \frac{\omega L}{S} ; Z_0 = \frac{S}{A}$$

On définit l'impédance hydraulique Z comme le rapport des phaseurs d'énergie potentielle massique et de débit-volume. Si les phaseurs représentent des vecteurs tournants, l'impédance est en revanche un vecteur fixe du plan complexe. Si les caractéristiques de transmission d'un système ne changent pas en fonction du temps, l'impédance en chacun de ses points est constante. L'admittance Y est l'inverse de l'impédance.

$$Z = \frac{\text{ghp}}{q} ; Y = \frac{1}{Z}$$

Des équations matricielles de propagation, on tire:

$$Z_2 = \frac{Z_1 - Z_c \text{th}(\gamma L)}{1 - \frac{Z_1}{Z_c} \text{th}(\gamma L)} ; Z_1 = \frac{Z_2 + Z_c \text{th}(\gamma L)}{1 + \frac{Z_2}{Z_c} \text{th}(\gamma L)}$$

et en l'absence de frottements et d'amortissement, on a:

$$Z_2 = \frac{Z_1 - j Z_0 \text{tg Str}}{1 - j \frac{Z_1}{Z_0} \text{tg Str}} ; Z_1 = \frac{Z_2 + Z_0 \text{tg Str}}{1 + j \frac{Z_2}{Z_0} \text{tg Str}}$$

La méthode des impédances hydrauliques permet de déterminer très directement la réponse à une excitation simple: injection d'un débit pulsé, fluctuations du niveau d'un bassin, battements d'une vanne etc.

On commence par formuler les impédances aux extrémités du système. Les impédances dans le circuit sont ensuite calculées en tenant compte des caractéristiques dynamiques de chaque élément. Les noeuds sont traités en admettant que l'énergie potentielle massique est la même dans toutes les branches. Cheminant ainsi depuis toutes les extrémités, on détermine l'impédance au point d'excitation. La réponse locale en énergie potentielle massique est alors tirée directement de l'impédance et de l'excitation en débit-volume, ou inversement.

Certaines sources d'excitation (par exemple la vanne oscillante [10, 59]) ne peuvent pas être exprimées comme une fluctuation imposée d'un terme du vecteur d'état vibratoire. On a alors recours à un traitement approprié.

Si un système est soumis à plusieurs perturbations, il faut appliquer le principe de superposition: on calcule la réponse à chaque source d'excitation en considérant les autres

sources comme au repos, puis on exprime la réponse globale comme la somme des réponses partielles.

2.1.5.3 Recherche de régimes libres [35, 131]

Le régime libre est une oscillation d'ensemble qui se maintient en l'absence d'excitation. L'accord du système doit alors être réalisé pour assurer la satisfaction de toutes les conditions aux limites. Les données du régime libre sont la pulsation, l'amortissement et le mode vibratoire.

La méthode des réponses maximales permet d'obtenir rapidement une approximation des pulsations de régime libre dans une bande donnée. On insère à un endroit quelconque du système (mais pas trop près d'une condition d'énergie constante!) une excitatrice à piston en dérivation. L'impédance à l'excitatrice est ainsi infinie pour tous les accords du système. Cependant, comme le calcul est effectué en régime forcé, on n'obtiendra en principe que des valeurs finies de la réponse à l'excitation. Pratiquement, on veut savoir quelles sont les fréquences dangereuses dans une bande limitée. On effectuera donc le calcul de réponse sur cette bande de fréquence. On pourra admettre la proximité d'un régime libre à toutes les fréquences qui donneront des maxima de la réponse. Des indéterminations numériques peuvent se produire si l'excitation est placée en un point d'impédance nulle. Par précaution, on répétera le calcul avec un autre emplacement de l'excitation.

La méthode des impédances terminales offre une alternative intéressante. Partant de toutes les limites du système sauf une, on détermine comme ci-dessus les impédances dans le système. De l'impédance de sortie du système, on soustrait l'impédance de la dernière limite. On obtient ainsi une fonction complexe dont chaque zéro donnera un accord du système. Partant par exemple des pulsations tirées de la recherche des réponses maximales, on déterminera par un procédé itératif les pulsations complexes $(j - \alpha) \omega$ qui permettent l'accord du système.

Pour des raisons numériques, il est assez malaisé de travailler en impédances: on préférera utiliser un état vibratoire arbitraire, et rechercher par exemple le zéro de l'amplitude des fluctuations d'énergie en un point du système où l'impédance est nulle.

Le mode d'oscillations est la distribution le long des conduites de l'amplitude des fluctuations d'énergie hydraulique massique et de débit-volume. Il peut fournir de précieux renseignements: on y voit quels tronçons de conduites sont les plus exposés à de fortes variations de pression. Cela permet de contrôler avec soin le dimensionnement de certains ouvrages. Il permet aussi de mieux choisir l'emplacement d'éventuels dispositifs destinés à atténuer les oscillations. L'amortissement donne une image du danger associé au mode.

Une grande difficulté dans l'analyse modale des systèmes hydrauliques est la modélisation des éléments complexes qu'on y trouve. Le chapitre 5 présente ce problème dans le cas d'une pompe centrifuge, mais des appareils plus simples comme les bifurcations ou les vannes, ou même l'évaluation précise de la célérité d'onde dans certaines parties de circuit peuvent déjà poser des difficultés appréciables.

Une autre difficulté réside dans l'interprétation de l'amortissement α tiré du calcul de régime libre. Ainsi qu'on l'a vu au § 2.1.5.1, cet amortissement résulte de l'application au cas instationnaire de caractéristiques de perte de charge en régime d'écoulement stationnaire. Il est donc nettement sous-évalué.

2.1.5.4 Analyse en constantes localisées de régimes périodiques

L'analyse en constantes localisées s'applique directement aux calculs de régimes périodiques. On écrira respectivement pour des éléments de circuit inertielle, dissipatif et capacitif:

$$ghp_s = ghp_e - j\omega \tilde{L} q ; \quad ghp_s = ghp_e - \tilde{R} q ; \quad q_s = q_e - j\omega \tilde{C} ghp$$

Notons qu'en analyse harmonique, le principe de superposition des petites perturbations est toujours supposé applicable. Les constantes \tilde{R} et \tilde{C} sont donc toujours linéarisées autour du régime hydraulique moyen. Les remarques formulées sur la distorsion du temps s'appliquent naturellement. On veillera à opérer une discrétisation correcte du système.

La matrice de transmission d'un tronçon de conduite trouve une écriture simplifiée avec les constantes localisées:

$$\begin{bmatrix} ghp_s \\ q_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & -j\omega \tilde{L} - \tilde{R} \\ -j\omega \tilde{C} & j\omega \tilde{C} \tilde{R} - \omega^2 \tilde{C} \tilde{L} + 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} ghp_e \\ q_e \end{bmatrix}$$

Le traitement du régime périodique d'un système hydraulique n'est pas forcément plus aisé en constantes localisées. Cette approche présente néanmoins des avantages certains, notamment dans les cas suivants:

- Dans un réseau fortement maillé, avec des assemblages compliqués de petites conduites en série et en parallèle, l'analyse par la méthode des impédances peut devenir ardue. La décomposition de tronçons de conduites en éléments inertiels, dissipatifs et capacitifs permet alors de réduire le réseau à un assemblage simple d'impédances, par exemple au moyen des transformations T-II.
- L'analyse en constantes localisées permet à l'utilisateur averti de raisonner rapidement sur les tendances dominantes d'un circuit.

Notons enfin qu'il est possible, dans un calcul de coup de bélier comme dans un calcul d'impédances, de mêler des éléments à dynamique distribuée à des sous-systèmes discrétisés.

2.2 Stabilité d'un système hydraulique

2.2.0 Préliminaires

Le concept de stabilité de fonctionnement a été exposé au § 0.2. Les développements de ce paragraphe présentent une discussion de différents cas académiques d'instabilités de systèmes.

2.2.1 Stabilité au sens du réglage

2.2.1.1 Généralités

L'étude conventionnelle de la stabilité de systèmes porte sur leur comportement après l'application d'une perturbation. Avec quelques variantes, le problème généralement posé est le suivant.

Soit un processus défini par un ensemble de grandeurs et de phénomènes de base: quels doivent être les paramètres de la régulation pour que les grandeurs de sortie du processus restent dans un domaine acceptable?

Si le système est linéaire, on répond à cette question en examinant les pôles de sa fonction de transfert. Ici, la fonction de transfert $G(\omega)$ exprime l'évolution d'une grandeur de sortie judicieusement choisie, en fonction de la perturbation.

2.2.1.2 Stabilité du système asservi

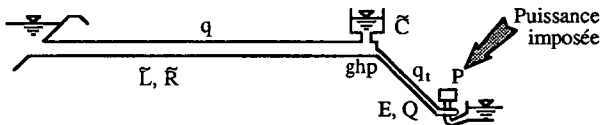


figure 2-3: Stabilité des oscillations en masse

Le calcul de la stabilité des oscillations en masse d'après Thoma donne une excellente illustration de ce problème. Le problème est traité ici dans le domaine fréquentiel, mais l'extension au domaine temporel en transformation de Laplace est facile. Une usine hydro-électrique est alimentée par une galerie d'inertie \bar{L} , de dissipation \bar{R} , dans laquelle l'écoulement est admis incompressible. Une chambre d'équilibre de capacité \bar{C} absorbe les variations du débit-volume turbiné q_t dues à l'action d'un régulateur qui ajuste la puissance hydraulique turbinée selon la demande du réseau électrique. La fonction de transfert lie dans le domaine fréquentiel la fluctuation d'énergie hydraulique potentielle massique e à la variation imposée de puissance dP . Aux échelles de temps et de variation d'énergie de l'oscillation en masse et vu les ordres de grandeur généralement rencontrés, on peut négliger les effets capacitifs, inertiels et dissipatifs de la conduite forcée.

$$\bar{R} = \frac{\lambda L_G Q}{D_G A_G^2} ; \bar{L} = \frac{L_G}{A_G} ; \bar{C} = \frac{A_C}{g}$$

où (G) représente la galerie et (C) la chambre d'équilibre

$$\text{Régulateur: } \frac{dP}{P} = \frac{e}{E} + \frac{q_t}{Q} \quad (\text{on néglige les variations de rendement})$$

$$\text{Galerie: } ghp = e = -(\tilde{s}\tilde{L} + \tilde{R})q$$

$$\text{Chambre d'équilibre: } q_t = q - \tilde{s}\tilde{C}ghp = -\left(\frac{1 - \tilde{s}^2\tilde{L}\tilde{C} + \tilde{s}\tilde{R}\tilde{C}}{\tilde{s}\tilde{L} + \tilde{R}}\right)ghp$$

$$\text{Fonction de transfert: } \frac{ghp}{dP} = \frac{EQ(\tilde{s}\tilde{L} + \tilde{R})}{P \left[\tilde{s}^2 + \tilde{s} \frac{E\tilde{R}\tilde{C} - Q\tilde{L}}{E\tilde{L}\tilde{C}} + \frac{E - Q\tilde{R}}{E\tilde{L}\tilde{C}} \right]}$$

Les pôles de la fonctions de transfert sont les complexes conjugués $\tilde{s}_0 = (-\alpha_0 \pm j)\omega_0$ tels que:

$$\tilde{s}^2 + \tilde{s} \frac{E\tilde{R}\tilde{C} - Q\tilde{L}}{E\tilde{L}\tilde{C}} + \frac{E - Q\tilde{R}}{E\tilde{L}\tilde{C}} = \tilde{s}^2 + \tilde{s} 2\alpha_0\omega_0 + \omega_0^2(1 + \alpha_0^2) = 0$$

L'identification des membres du polynome donne la pulsation propre et l'amortissement correspondant:

$$\alpha_0 = \frac{E\tilde{R}\tilde{C} - Q\tilde{L}}{2\omega_0 E\tilde{L}\tilde{C}}$$

$$\omega_0^2(1 + \alpha_0^2) = \frac{E - \tilde{R}Q}{E\tilde{L}\tilde{C}} ; \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{E - \tilde{R}Q}{E\tilde{L}\tilde{C}} - \left(\frac{E\tilde{R}\tilde{C} - Q\tilde{L}}{2E\tilde{L}\tilde{C}}\right)^2}$$

L'amortissement doit être strictement positif pour que le système puisse fonctionner: avec un amortissement négatif, l'action du régulateur provoquera une amplification des oscillations en masse jusqu'aux limites de la linéarité. L'amortissement positif s'exprime pratiquement par une condition sur \tilde{C} , qui établit la section minimale de la chambre d'équilibre, ou section de Thoma:

$$\tilde{C} > \frac{Q\tilde{L}}{E\tilde{R}} ; \quad A_C > \frac{g D_G A_G}{\lambda E}$$

2.2.1.3 Commentaires

Les amortissements nécessairement très faibles que l'on rencontre dans les systèmes d'adduction d'aménagements hydro-électriques rendent inévitable l'existence d'oscillations.

Le modèle de comportement du régulateur, $dP/P = e/E + q_t/Q$ est très simplifié dans ce développement. Avec une stratégie différente de contrôle de la puissance, on pourrait modifier sensiblement la dynamique du système.

L'exemple de la stabilité des oscillations de masse est particulièrement simple. Les temps caractéristiques pour la commande du vannage sont grands; on peut donc négliger les phénomènes hydro-élastiques dans la conduite forcée. L'implantation très simple, l'analyse en constantes localisées permettent de trouver facilement une solution analytique au problème. L'observation de la réponse de l'installation a pu être limitée à celle d'une seule grandeur, ce qui permet de poser une fonction de transfert unique. Dans le cas général, les systèmes hydrauliques ont un grand nombre de degrés de liberté. La surveillance de la réponse en un seul point ne saurait suffire à établir la tranquillité de leur fonctionnement.

L'étude de stabilité aura pour but de cerner les plages de fréquences pour lesquelles le système aura tendance à amplifier les excitations extérieures ou générées par le fonctionnement même de l'installation. Ces calculs sont hélas encore peu courants, mais les techniques sont connues. Il faut ensuite définir aussi bien que possible les excitations qui seront imposées au système. Celles-ci seront pratiquement de quatre origines possibles:

- Comme dans l'exemple détaillé ci-dessus, le régulateur de puissance agit sur les caractéristiques hydrauliques de la turbine en modifiant l'ouverture du distributeur. Ces mouvements sont le plus souvent lents afin de limiter les réactions transitoires. Ils sont rarement entretenus si la régulation du réseau fonctionne correctement.
- Les fluctuations de tension du réseau électrique, agissant sur le régulateur de tension de l'alternateur, sont susceptibles d'induire une variation cyclique lente de la vitesse de rotation de la turbine: c'est l'oscillation sub-synchrone. Dans un projet bien étudié, les électriciens déterminent la fréquence de cette oscillation et l'annoncent à l'ingénieur-conseil
- Les vibrations mécaniques transmises aux parois en contact avec le fluide, ou excitées par les sillages ou la cavitation, génèrent un bruit hydro-acoustique. Comme ce bruit est généralement à haute fréquence, il ne peut pas se propager dans l'ensemble de l'installation. Il peut cependant causer des dégâts locaux. L'interaction des aubes du distributeur et de la roue produit aussi une excitation importante [22, 32]. Cet effet prévisible est repoussé sur les turbines Francis jusqu'à des fréquences où la propagation dans les conduites ne peut avoir lieu.
- Enfin, les champs de vitesses instationnaires au voisinage de la roue de la turbine entretiennent des perturbations acoustiques à basse fréquence. Les oscillations résultantes se propagent aisément dans les conduites d'adduction. Dans un grand nombre d'installations moyennes à grandes, on trouve dans cette bande de fréquences une ou plusieurs situations de résonance du système de conduites [129].

Cette dernière excitation, potentiellement dangereuse pour la stabilité de fonctionnement, est impossible à évaluer théoriquement dans l'état actuel des connaissances. Cette étude contribue à en décrire les caractères dominants. Elle montre que l'essai sur modèle réduit permet d'explorer ses particularités liées au tracé hydraulique de chaque machine. Mais dans l'immédiat, examinons encore différents aspects de la stabilité des systèmes d'adduction d'installations hydrauliques.

2.2.2 Exemples d'instabilités

2.2.2.1 Instabilité simple d'une pompe

La caractéristique de fonctionnement d'une pompe centrifuge se présente dans le plan (E-Q) comme une courbe décroissante. Certaines pompes présentent une particularité à débit partiel: la caractéristique E-Q forme un replat. On a même parfois une pente dE/dQ positive dans une plage de débits. Considérons maintenant une pompe qui, tournant à vitesse constante, alimente à travers une conduite de refoulement un consommateur dissipatif sous une énergie donnée.

Le simple examen du point de fonctionnement dans le diagramme E-Q montre que l'exploitation à débit partiel peut poser des problèmes. Si la caractéristique du consommateur est proche de celle de la pompe, une petite perturbation du régime de fonctionnement peut entraîner de

grandes variations des conditions hydrauliques. Il y a instabilité statique. Ce phénomène se retrouve aussi, marginalement, dans les turbines Francis tournant au-delà de la vitesse d'emballlement: la caractéristique statique de la conduite d'alimentation peut devenir proche de celle de la turbine. Des sautes de débit brutales sont alors possibles.

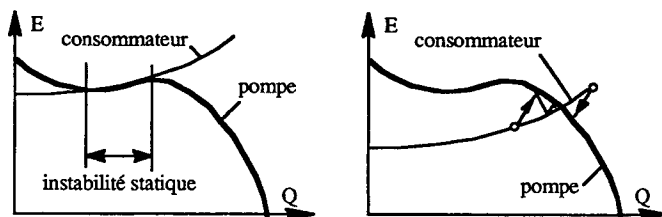


figure 2-4: Caractéristiques E-Q d'une pompe et d'un consommateur: instabilité statique et stabilité du fonctionnement normal

Dans la marche normale de la pompe, les caractéristiques du consommateur et de la pompe se croisent ponctuellement, avec une pente négative pour celle de la pompe. Un changement brusque de la demande du consommateur entraîne une oscillation rapidement amortie, comme on peut le voir dans le plan E-Q sur une épure de Schnyder-Bergeron. Le système est stable.

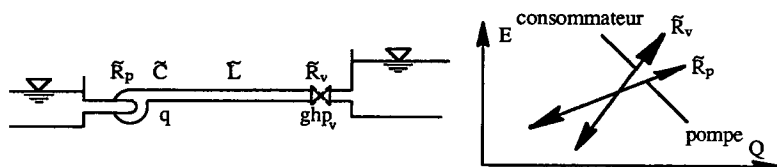


figure 2-5: Stabilité d'un système de pompage

Examinons sous un angle plus général la stabilité de notre installation de pompage simple. Dans une analyse en constantes localisées, ses paramètres sont les pentes \tilde{R}_p et \tilde{R}_v , des tangentes aux caractéristiques de la pompe et du consommateur au point de fonctionnement, l'inertie \tilde{L} et la capacité \tilde{C} de la conduite de refoulement discrétisée en un seul élément. Les grandeurs ghp_v , énergie hydraulique massique absorbée par le consommateur et q , débit-volume délivré par la pompe, sont choisies comme variables d'état: l'équation d'état s'écrit:

$$\tilde{s} \begin{bmatrix} ghp_v \\ q \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{1}{\tilde{C}\tilde{R}_v} & \frac{1}{\tilde{C}} \\ \frac{1}{\tilde{L}} & \frac{\tilde{R}_p}{\tilde{L}} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} ghp_v \\ q \end{bmatrix} = [A] \cdot \begin{bmatrix} ghp_v \\ q \end{bmatrix}$$

et son polynôme caractéristique $\tilde{s}|I-A| = 0$ est:

$$\tilde{s}^2 + \tilde{s} \left(\frac{\tilde{L} - \tilde{C}\tilde{R}_p\tilde{R}_v}{\tilde{C}\tilde{L}\tilde{R}_v} \right) + \left(\frac{\tilde{R}_v - \tilde{R}_p}{\tilde{C}\tilde{L}\tilde{R}_v} \right) = 0$$

Les valeurs propres de l'équation d'état, racines du polynôme caractéristique [117], sont les complexes conjugués $\tilde{s} = (-\alpha_0 \pm j)\omega_0$: $\tilde{s}^2 + \tilde{s} 2\alpha_0\omega_0 + \omega_0^2(1 + \alpha_0^2) = 0$. Examinons tout d'abord le signe de l'amortissement:

$$\alpha_0 \omega_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{L} - \tilde{C}\tilde{R}_p\tilde{R}_v}{\tilde{C}\tilde{L}\tilde{R}_v} \right) : \alpha_0 > 0 \text{ si } \tilde{R}_p < \frac{\tilde{L}}{\tilde{C}\tilde{R}_v}$$

Or, \tilde{R}_v , \tilde{L} et \tilde{C} sont forcément positives. Si la pente de la caractéristique E-Q de la pompe est négative, alors $\alpha_0 > 0$, l'amortissement est toujours positif et le système est stable. Cela ne veut pas dire, contrairement à une idée malheureusement répandue [58], qu'il est instable si \tilde{R}_p est positif ou nul, ou même supérieur à \tilde{R}_v .

Il existe une valeur de \tilde{R}_v pour laquelle $\omega_0 = 0$. Alors, il n'y a pas d'oscillations après l'application d'une perturbation passagère: l'état hydraulique revient exponentiellement à son point de départ, ou s'en écarte exponentiellement suivant le signe de α_0 :

$$\omega_0 = 0 \rightarrow \tilde{R}_v = \frac{\tilde{L}}{2\sqrt{\tilde{C}\tilde{L}} - \tilde{C}\tilde{R}_p}$$

Si de plus $\alpha_0 = 0$, alors:

$$\omega_0 = \alpha_0 \omega_0 = 0 \rightarrow \tilde{R}_v = \sqrt{\frac{\tilde{L}}{\tilde{C}}} = \frac{S}{A}$$

\tilde{R}_v est égale à l'impédance acoustique de référence de la conduite de refoulement. Dans ce cas, il n'y a pas de réflexions à la terminaison. Si une perturbation appliquée est compatible avec la stabilité statique du système, l'état hydraulique adopte immédiatement et sans oscillations la nouvelle valeur d'équilibre (§ 2.3.3).

2.2.2.2 Auto-oscillations: vanne sphérique [10, 131]

Une conduite discrétisée d'inertie \tilde{L} , de compressibilité \tilde{C} alimentée depuis un bassin à niveau libre est terminée par une vanne d'impédance \tilde{R} qui débite à l'atmosphère (ou dans un milieu d'impédance négligeable comparée à \tilde{R}). Les impédances de sortie de la conduite et d'entrée de la vanne sont:

$$Z_{sc} = -\frac{\tilde{s}\tilde{L}}{1 + \tilde{s}^2 \tilde{L}\tilde{C}} \quad ; \quad Z_{ev} = \tilde{R}$$

Si ces deux impédances sont égales, l'accord du système sera réalisé à la pulsation \tilde{s} .

$$Z_{sc} = Z_{ev} \rightarrow \tilde{s}^2 + \tilde{s} \frac{1}{\tilde{R}\tilde{C}} + \frac{1}{\tilde{L}\tilde{C}} = 0$$

Comme précédemment, les deux racines de cette équation sont les complexes conjugués ($-\alpha_0 \pm j$) ω_0 tels que $\tilde{s}^2 + \tilde{s} 2\alpha_0 \omega_0 + \omega_0^2 (1 + \alpha_0^2) = 0$. En l'absence d'amortissement, on retrouve la pulsation propre bien connue de l'oscillateur $\tilde{L}\tilde{C}$:

$$\alpha_0 = 0 \rightarrow \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{\tilde{L}\tilde{C}}}$$

A quelle condition obtiendra-t-on un amortissement négatif, donc une croissance exponentielle des amplitudes?

$$\alpha_0 < 0 \rightarrow \frac{1}{\tilde{R}\tilde{C}} < 0 \text{ et, puisque } \tilde{C} \text{ est forcément positif, } \tilde{R} < 0$$

Cette condition aux conséquences si catastrophiques peut être réalisée dans le cas classique de la défaillance des joints d'étanchéité d'une vanne sphérique. En effet, pour des questions d'exploitation, la quasi-totalité des grandes vannes ont leurs joints de service à la sortie de la

vanne. Sous l'action de la pression, l'obturateur se déforme et le jeu entre le joint et son siège diminue. On peut ainsi arriver à des situations où l'impédance terminale de la conduite forcée d'une turbine au repos devient réelle négative, c'est à dire que la pente de sa caractéristique H-Q est négative. La moindre sollicitation suffit alors pour déclencher l'instabilité.

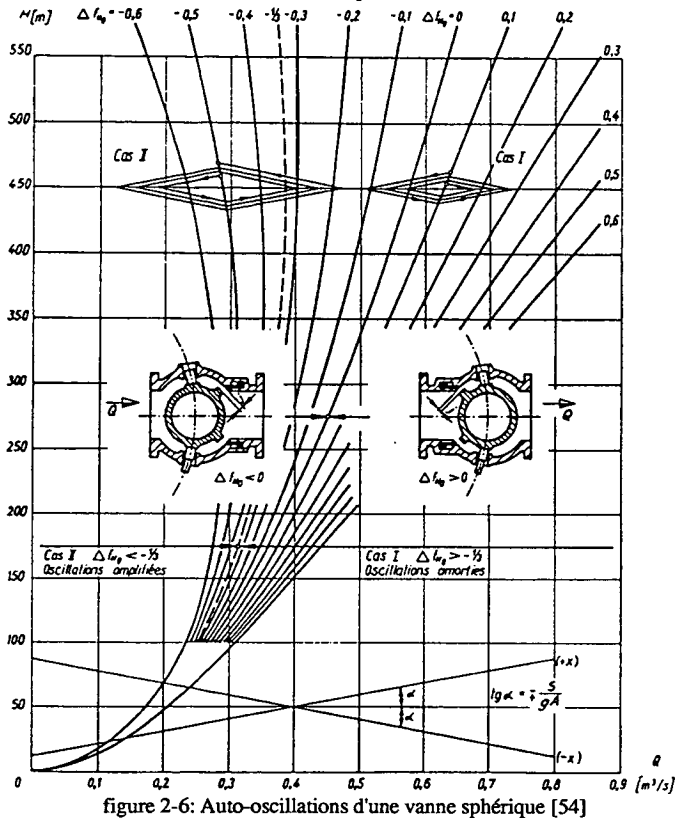


figure 2-6: Auto-oscillations d'une vanne sphérique [54]

La figure 2-6 illustre ce problème dans une épure de Schnyder-Bergeron: la vanne sphérique est représentée dans le plan (H-Q) par sa caractéristique, avec en paramètre la variation relative Δf_{H0} de la section de passage au droit du joint sous l'effet des déformations dues aux forces de pression s'exerçant sur l'obturateur. Cette variation est positive si le joint est du côté haute pression de la vanne (droite) et négative s'il est du côté basse pression (gauche). Sous 450 m de colonne liquide, la caractéristique de la vanne est verticale pour $\Delta f_{H0} = -0.3$. A ce niveau d'énergie, deux constructions graphiques montrent la réponse à une perturbation isolée. Le cas I, $\Delta f_{H0} = +0.1$, est amorti et le cas II, $\Delta f_{H0} = -0.5$, est amplifié. La valeur limite $\Delta f_{H0} = -1/3$ reportée sur l'épure est indépendante de l'impédance acoustique de référence S/gA de la conduite, mais elle n'a de sens que sous 450 m. Plus la pression appliquée sera élevée, plus la construction des tourillons devra être rigide pour assurer la stabilité du système en cas de défaillance du joint d'étanchéité.

2.3 Intensimétrie hydro-acoustique

2.3.0 Préliminaires

L'intensimétrie hydro-acoustique [5, 6, 27, 51, 76, 105] fournit les éléments pour une analyse de la puissance portée par les perturbations qui se propagent dans un système de conduites. Nous voyons dans ce paragraphe que l'analyse intensimétrique permet de surmonter certains des problèmes liés à la réflexion des ondes acoustiques dans les circuits hydrauliques.

La discussion sur les indices de réflexion montre comment l'intensimétrie peut être exploitée pour discuter les tendances dominantes d'une partie de circuit.

2.3.1 Ecriture exponentielle des équations de propagation

2.3.1.1 Généralités

En se propageant dans les systèmes hydrauliques, les ondes acoustiques se réfléchissent sur les différents obstacles rencontrés. Elles sont renvoyées par les limites [54, 131]. L'onde unique n'est que très rarement rencontrée en hydraulique. Dans l'étude des circuits en régime d'oscillations établi, les fluctuations de pression qu'on peut observer sont souvent plus déterminées par la configuration des conduites de mesure que par la source de perturbations. Par ailleurs, le fonctionnement du circuit d'essai lui-même peut introduire des bruits hydrauliques dans le système.

Les méthodes d'intensimétrie hydro-acoustique permettent de surmonter ces deux difficultés.

2.3.1.2 Propagations directe et inverse

Reprenons la propagation, dans une conduite uniforme sans dissipation, d'une oscillation sinusoïdale non amortie. Pour des raisons pratiques, on travaille ici sur un état vibratoire (p, Q) :

$$\begin{bmatrix} p \\ q \end{bmatrix} (x,t) = \begin{bmatrix} p_0 \\ Q_0 \end{bmatrix} (x) + \text{Re} \left(\begin{bmatrix} p \\ q \end{bmatrix} (x) \cdot \exp(j\omega t) \right)$$

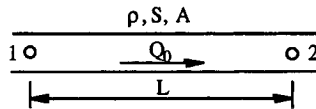


figure 2-7: tronçon de conduite uniforme

Si le point (1) est à l'origine des x , on tire des équations de propagation vues au § 2.1.5.1:

$$\begin{cases} p(x) = \frac{1}{2} \left(p_1 + \frac{\rho S}{A} q_1 \right) \exp \left(-\frac{j \omega x}{S} \right) + \frac{1}{2} \left(p_1 - \frac{\rho S}{A} q_1 \right) \exp \left(\frac{j \omega x}{S} \right) \\ q(x) = \frac{1}{2} \left(q_1 + \frac{A}{\rho S} p_1 \right) \exp \left(-\frac{j \omega x}{S} \right) + \frac{1}{2} \left(q_1 - \frac{A}{\rho S} p_1 \right) \exp \left(\frac{j \omega x}{S} \right) \end{cases}$$

Par regroupement, on isole deux termes α et β qui ne dépendent que de l'état vibratoire au point (1), et l'impédance de référence $\rho S/A$ de la conduite:

$$\begin{cases} p(x) = \alpha \exp\left(-j \frac{\omega x}{S}\right) + \beta \exp\left(j \frac{\omega x}{S}\right) \\ q(x) = \frac{A}{\rho S} \left(\alpha \exp\left(-j \frac{\omega x}{S}\right) - \beta \exp\left(j \frac{\omega x}{S}\right) \right) \end{cases}$$

α et β ont la nature de pressions. On peut les évaluer si on connaît les pressions p_1 au point $x = 0$ et p_2 au point $x = L$:

$$q_1 = \frac{j A}{\rho S} \cdot \frac{1}{\sin \frac{\omega L}{S}} \cdot \left(p_2 - p_1 \cos \frac{\omega L}{S} \right)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(p_1 - j \cdot \left(\frac{p_1 \cos \frac{\omega L}{S} - p_2}{\sin \frac{\omega L}{S}} \right) \right); \quad \beta = \frac{1}{2} \left(p_1 + j \cdot \left(\frac{p_1 \cos \frac{\omega L}{S} - p_2}{\sin \frac{\omega L}{S}} \right) \right)$$

Si p_1 et p_2 sont linéairement dépendants, alors α est le complexe conjugué de β .

Comme par définition $\exp(-jz)$ est le complexe conjugué de $\exp(jz)$, la décomposition de l'état vibratoire en α et β est toujours unique.

On remarque que $\partial p / \partial q = + A / \rho S$ pour l'onde portée par α et $\partial p / \partial q = - A / \rho S$ pour l'onde portée par β . En référence au processus d'évolution de la pression et du débit-volume en un point donné d'une conduite uniforme à la suite d'un coup de bélier simple, il apparaît clairement que l'onde portée par α se propage dans le sens de l'écoulement de référence et que celle portée par β se propage en sens inverse de l'écoulement de référence. Par convention, α représente la propagation directe et β , la propagation inverse.

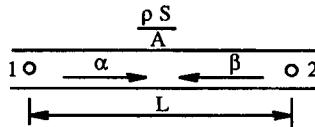


figure 2-8: Propagations directe et inverse

2.3.2 Puissances acoustiques

2.3.2.1 Puissance acoustique globale

La puissance acoustique globale est la puissance active transportée par l'oscillation. Elle est égale à la partie réelle du produit du phaseur de pression par le conjugué du phaseur de débit-volume. On développe cette définition en terme d'ondes directes α et β :

$$PAG = |p| \cdot |q| \cdot \cos \varphi = \operatorname{Re}(p \cdot q^*), \text{ où } q^* \text{ est le complexe conjugué de } q.$$

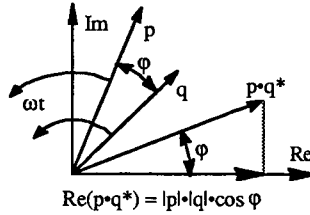


figure 2-9: Puissance acoustique globale

$$PAG = \frac{A}{\rho S} \cdot \text{Re} \left(\left(\alpha \exp \left(-j \frac{\omega x}{S} \right) + \beta \exp \left(j \frac{\omega x}{S} \right) \right) \left(\alpha^* \exp \left(j \frac{\omega x}{S} \right) - \beta^* \exp \left(-j \frac{\omega x}{S} \right) \right) \right)$$

$$PAG = \frac{A}{\rho S} \cdot \text{Re} \left(\alpha \alpha^* - \beta \beta^* - \alpha \beta^* \exp \left(-j \frac{\omega x}{S} \right) + \alpha^* \beta \exp \left(j \frac{\omega x}{S} \right) \right)$$

$$PAG = \frac{A}{\rho S} \cdot \text{Re} \left(|\alpha|^2 - |\beta|^2 + \left(\alpha^* \beta \exp \left(j \frac{\omega x}{S} \right) \right) - \left(\alpha^* \beta \exp \left(j \frac{\omega x}{S} \right) \right)^* \right)$$

Comme la partie réelle de la différence entre un complexe et son conjugué est forcément nulle,

$$PAG = \frac{A}{\rho S} \cdot (|\alpha|^2 - |\beta|^2)$$

2.3.2.2 Puissances acoustiques directe et inverse

Comme les ondes de pression et de débit-volume, la puissance acoustique globale peut toujours être séparée en deux termes : la puissance acoustique directe PAD se propageant dans le sens des x croissants et la puissance acoustique inverse PAI se propageant dans le sens des x décroissants.

$$PAD = \frac{A}{\rho S} \cdot |\alpha|^2 ; \quad PAI = \frac{A}{\rho S} \cdot |\beta|^2$$

On avait remarqué que si p_1 et p_2 étaient linéairement dépendants, alors α était le conjugué de β . Dans ce cas, les puissances acoustiques directe et inverse sont égales, la puissance acoustique globale est nulle. Physiquement, cela correspond à une onde stationnaire.

2.3.3 Indice de réflexion

On appelle indice de réflexion le complexe β/α : on se rappelle que:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(p_1 + \frac{\rho S}{A} q_1 \right) ; \quad \beta = p_1 - \alpha$$

On introduit l'impédance hydraulique au point 1 ($x(1) = 0$) : $Z_1 = p_1/q_1$, et l'impédance de référence $Z_0 = \rho S/A$:

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{p_1 - \alpha}{\alpha} = \frac{2}{1 + \frac{\rho S}{A} \cdot \frac{q_1}{p_1}} - 1 = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0}$$

Comme $|\alpha|$ et $|\beta|$ sont constants (conservation des PAD et PAI) dans un tronçon de conduite uniforme sans frottements, si on déplace le point d'origine ($x = 0$), on peut généraliser l'expression en disant :

$$\left| \frac{\beta}{\alpha} \right| = \left| \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} \right| = \left| \frac{\frac{Z}{Z_0} - 1}{\frac{Z}{Z_0} + 1} \right|$$

où l'impédance Z est définie en un point quelconque du tronçon. $|\beta/\alpha|$ quantifie la réflexion de l'onde directe par un élément placé à l'extrémité du tronçon uniforme, dans le sens des x positifs. On l'appelle le coefficient de réflexion.

Considérons par exemple une conduite débitant à l'atmosphère. L'impédance terminale $Z_t = \partial p / \partial Q$ est réelle. Si la sortie est libre, alors $Z_t / Z_0 = 0$ et la réflexion est totale: $|\beta/\alpha| = 1$. Si la sortie est une tuyère fermée, alors Z_t / Z_0 tend vers l'infini, la réflexion est également totale: $|\beta/\alpha| = 1$. Si la tuyère est maintenant légèrement ouverte, de telle manière que son impédance soit égale à l'impédance acoustique de référence de la conduite, $Z_t = Z_0$, on obtient un coefficient de réflexion nul: l'application d'une perturbation déplace sans oscillations l'état du système vers un nouvel état d'équilibre comme dans la discussion à la fin du § 2.2.2.1.

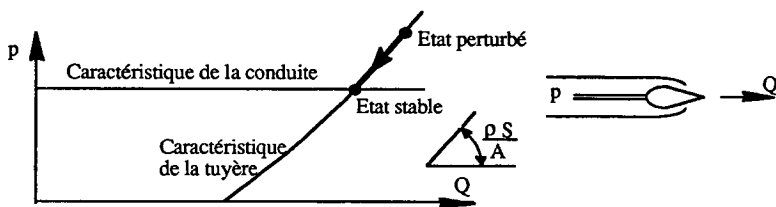


figure 2-10: Terminaison sans réflexion

L'intérêt d'un tel élément de circuit pour garantir la stabilité de fonctionnement d'un système hydraulique est évident; malheureusement, les pertes d'énergie qu'il occasionne rendent son emploi inacceptable dans les applications d'hydraulique de puissance. On peut cependant monter plusieurs dispositifs de ce type en dérivation du circuit principal et les mettre en communication avec un milieu fermé de faible impédance. On obtient ainsi une assez bonne approximation de la terminaison anéchoïque. Ce principe est appliqué assez librement [21, 75], si bien que la nature exacte du mécanisme d'étouffement n'est pas toujours très claire

Si l'élément de réflexion à impédance réelle est à l'entrée du tronçon étudié (c'est à dire placé, par rapport à la section d'observation, dans la direction d'où vient le débit défini positif), alors le coefficient de réflexion est inversé par rapport à la discussion ci-dessus. Si, en un point quelconque du tronçon uniforme sans frottements, l'impédance hydraulique est imaginaire pure, alors elle sera imaginaire pure partout ailleurs. Dans ce cas, avec une PAG nulle:

$$\frac{\beta}{\alpha} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{\delta}{\delta^*} \quad \text{avec} \quad \delta = \frac{Z + Z_0}{Z_0}$$

On aura également une réflexion totale : $|\beta/\alpha| = 1$. Examinons dans ce cas la phase de l'indice de réflexion. On se place au point d'abscisse $x = 0$ et la réflexion a lieu à une abscisse $x = L$.

$$\arg \left(\frac{\beta}{\alpha} \right) = \arg \left(\frac{\delta}{\delta^*} \right) = 2 \arg (\delta)$$

Dans le cas d'une terminaison à impédance nulle ($Z = j Z_0 \operatorname{tg} (\omega L/S)$), on a $\arg (\beta/\alpha) = 2\omega L/S$. Si la condition d'impédance nulle est du côté des x négatifs, alors $\arg (\beta/\alpha) = -2\omega L/S$. Pour une terminaison en $x = L$ à impédance infinie (vanne fermée en extrémité de conduite), l'impédance en $x = 0$ est $Z = -j Z_0 / \operatorname{tg} (\omega L/S)$; $\arg (\beta/\alpha) = \pi - 2\omega L/S$. Pour une impédance infinie en $x = -L$, la phase de l'indice de réflexion est $\arg (\beta/\alpha) = \pi + 2\omega L/S$.

D'une manière générale, l'analyse de l'indice de réflexion permet d'entreprendre une discussion sur les conditions aux limites du tronçon de mesure. Son module indique les dissipations aux extrémités et sa phase donne une localisation des éléments de réflexion.

3. Essai de stabilité sur modèle réduit

3.1 Prédiction des performances des turbines hydrauliques

3.1.0 Préliminaires

La motivation et les traits dominants de l'essai en laboratoire sur modèle réduit sont rappelés au paragraphe 3.1. Ces bases sont ensuite étendues à la définition de conditions générales pour la réalisation de l'étude en laboratoire de la stabilité de fonctionnement du modèle réduit de turbine Francis.

3.1.1 Généralités

Les connaissances théoriques de base sur l'écoulement dans les turbomachines hydrauliques sont exprimées par l'équation de Navier-Stokes [92]. Cette formulation décrit les variations de la quantité de mouvement dans les trois dimensions, sous l'effet des forces de masse et des forces de pression, en tenant compte des cisaillements internes dus à la viscosité.

L'étude analytique d'un écoulement réel n'est possible que dans des cas extrêmement simples. Pour soutenir ses analyses de cas concrets, l'ingénieur hydraulicien s'appuie sur des calculs numériques ou sur des observations réalisées en laboratoire sur des modèles réduits de turbines.

Les calculs numériques [46] constituent aujourd'hui une méthode usuelle pour l'évaluation du tracé hydraulique des roues de turbines et des aspirateurs. Ils permettent de réaliser des études paramétriques rapidement et économiquement. Les écoulements diphasiques ou instationnaires restent encore inaccessibles à la plupart des codes de calcul, si bien que le développement final des turbines continue à se faire en laboratoire.

L'essai, dans un circuit de laboratoire, d'une turbine en modèle réduit au tracé hydraulique homologue à celui de la turbine prototype, permet de prédire avec une grande précision les performances de la turbine prototype. Les grandeurs de base mesurées sont l'énergie hydraulique massique mise à disposition de la turbine, le débit-volume, la vitesse de rotation, le couple moteur et le niveau de pression de l'essai. Les performances de base calculées sont le régime de fonctionnement E-Q du prototype, son rendement et son comportement en cavitation. A ces données traditionnelles viennent s'ajouter des observations sur la caractéristique à l'emballement et diverses forces agissant sur la roue ou les aubes directrices, sans oublier les enregistrements de fluctuations de pression et les visualisations de torches.

L'essai de réception sur modèle réduit continuera longtemps à être une étape incontournable de l'élaboration d'un équipement hydraulique. Il faut donc continuer à investir dans les techniques de diagnostic, sur modèle réduit, des effets difficiles à représenter dans un calcul numérique.

Enfin, l'amélioration des connaissances sur la physique des phénomènes d'instabilité ne peut que contribuer à définir les hypothèses simplificatrices qui permettront peut être un jour de mettre sur pied une méthode de calcul appropriée.

3.1.2 Exigences sur le circuit d'essai, instrumentation.

3.1.2.1 Possibilités statiques du circuit d'essai

Le circuit d'essai doit avant tout permettre de prendre des mesures de régime permanent avec la qualité requise pour les essais de réception de machines hydrauliques. Le code d'essai de la Commission Electrotechnique Internationale (CEI) donne le détail des exigences qui découlent de ce principe.

Le modèle s'étend généralement de l'entrée de la bêche spirale à la sortie de l'aspirateur. Toutes ses parties mouillées doivent être géométriquement semblables à celles du prototype. Sa construction doit être suffisamment rigide pour éviter des déformations excessives, mais elle doit permettre un accès facile à la roue. Un cône d'aspirateur transparent ou des hublots doivent être prévus pour l'observation de la cavitation à la sortie de la roue. Le code CEI fixe le diamètre minimum de la roue du modèle: $D_{r\text{e min}} = 0.125 \text{ m}$, mais il est couramment admis que le modèle doit être en réalité au moins deux à trois fois plus grand. Des sections de mesure de la pression sont prévues de part et d'autre du modèle.

Un réservoir assure un écoulement sans obstacle à la sortie de l'aspirateur. Il doit aussi permettre l'évacuation des bulles de gaz libérées dans la machine. Il est équipé d'un système de réglage de la pression pour les mesures en conditions de cavitation. Un second réservoir peut éventuellement être prévu du côté haute pression du modèle pour y assurer une section suffisante, notamment pour les machines à bêche semi-spirale.

Les conduites de raccordement ne reproduisent pas la géométrie des adductions de l'installation grandeur nature; elles connectent les différents éléments du circuit en limitant les pertes de charge et en assurant une bonne distribution de vitesses à l'entrée de la machine. Des appareils de mesure du débit-volume et de la teneur en gaz sont placés sur les conduites de raccordement.

La pompe de service est implantée suffisamment au-dessous du modèle pour ne pas être exposée à la cavitation. La stabilité de son fonctionnement est essentielle: la régulation doit être à même d'assurer une énergie hydraulique massive délivrée et un débit-volume ajustables à volonté et constants pendant la mesure.

Le dynamomètre (génératrice ou frein) permet d'obtenir une vitesse de rotation ajustable dans une large gamme et constante pendant la mesure. Il transforme la puissance mécanique reçue du modèle. Des appareils sont installés pour la mesure du couple et de la vitesse de rotation.

3.1.2.2 Possibilités dynamiques du circuit d'essai

Le but de l'essai de stabilité de fonctionnement est de rassembler un ensemble de signaux représentatifs des manifestations dynamiques du modèle réduit de turbine, sur l'ensemble de sa plage de fonctionnement. L'installation d'essai doit donc être conçue de façon à faciliter l'observation et à introduire aussi peu de distorsions que possible dans les grandeurs fluctuantes.

On peut admettre que les oscillations excitées par la turbine et susceptibles de mettre en danger la stabilité de fonctionnement sont comprises dans une bande allant de 0.125 à 2 à 3 fois la

fréquence de rotation [73]. Dans la mesure du possible, le circuit d'essai ne devra pas apporter d'amplifications (ou atténuations) dynamiques notables dans cette bande de fréquences. La pompe de service et d'éventuels autres éléments mobiles du circuit n'introduiront pas de perturbations non plus dans cette bande de fréquences. Si cela ne peut être évité, l'anomalie sera commentée, et les résultats d'essais seront toujours accompagnés de réserves.

A la sortie du modèle réduit, l'aspirateur débouche dans un réservoir de section suffisamment grande pour assurer une condition d'impédance nulle. Un niveau libre est souhaitable. Si l'aspirateur de la turbine industrielle est prolongé par une galerie de fuite, l'essai sera tout de même fait avec l'aspirateur simple [79]. L'effet des canaux de restitution sera introduit par le calcul.

Les parties transparentes du côté basse pression de la roue seront assez grande pour permettre l'observation non seulement de la cavitation sur les aubes, mais aussi des formations de vapeur (torches) qui s'étendent dans l'aspirateur.

L'installation d'essai doit pouvoir fonctionner en circuit fermé, en maintenant une teneur constante en gaz dissous. Il ne doit pas y avoir de bulles en suspension à l'entrée du modèle.

Si possible, une conduite rectiligne de section constante sera placée du côté haute pression du modèle. Elle permettra d'estimer les conditions de propagation des ondes acoustiques à l'entrée de la bêche spirale [76].

3.1.2.3 Instrumentation

Les capteurs de pression [4] seront de préférence montés directement sur les conduites ou sur le modèle, leur membrane affleurant la paroi. Si ce montage n'est pas possible, les cavités seront soigneusement purgées. La dynamique des cavités et canaux de raccordement sera évaluée [16] et contrôlée. Elle ne devra pas introduire de distorsions dans la bande étudiée.

Si les fluctuations de poussées radiale et axiale doivent être mesurées, elles le sont au plateau d'accouplement de la roue, par exemple avec des cellules à quartz. On contrôlera que les mouvements axiaux et radiaux de l'arbre de transmission sont négligeables. Une mesure sur l'arbre de transmission ou sur les paliers ne donnera que des valeurs indicatives. La mesure des fluctuations de couple devrait également être faite au plateau d'accouplement de la roue [99, 101]. On pourra cependant admettre qu'elle puisse être faite sur l'arbre de transmission, avec des réserves sur la transposition des amplitudes.

La dynamique des masses tournantes devra permettre de négliger les fluctuations de la vitesse de rotation du modèle. Cela est réalisé avec un dynamomètre à grande inertie et un arbre de transmission très rigide. Si, pour des raisons particulières, on souhaite simuler une dynamique particulière des masses tournantes [2], la vitesse de rotation sera mesurée par un moyen approprié et les questions de similitudes seront étudiées selon le but de l'essai.

La mesure des fluctuations de débit-volume à l'entrée du modèle est souhaitable, mais pas indispensable. Elle peut se faire avec un capteur ultrasonique [99] ou électromagnétique, ou à partir de la mesure de vitesse d'écoulement en un point, soit par anémométrie laser [13, 38, 80], soit avec un tube Pitot instationnaire. Dans ces cas, la mise en phase des signaux de

pression et de débit-volume sera l'objet d'un soin particulier. Pour surmonter ce problème, nous préférons évaluer les fluctuations de débit-volume par identification du mode d'oscillations à l'aide d'au moins trois capteurs de pression placés sur un tronçon uniforme de la conduite d'alimentation [8, 16, 74]. On peut aussi procéder avec une tuyère [94] ou une plaque perforée [1]. Toutes les liaisons de tronçons de conduite entre la section de mesure des fluctuations de débit-volume et l'entrée du modèle seront rigides.

3.1.3 Conduite des mesures

3.1.3.1 Préparation de l'essai

Le modèle à tester est équipé de [72, 73, 76]:

- un capteur de pression en paroi du cône d'aspirateur, assez près de la roue, dans l'axe principal de la machine, du côté de la restitution: "cône aval" (1);
- un capteur de pression en paroi du cône d'aspirateur, à la même élévation, en vis-à vis: "cône amont" (2);
- un capteur de pression en paroi de la conduite d'alimentation, à l'entrée de la bâche spirale: "entrée bâche" (3);
- dans la mesure du possible, deux capteurs de pression supplémentaires en paroi de la conduite d'alimentation, de manière à former deux tronçons de même longueur sur une conduite uniforme pour l'étude de l'émission de puissance acoustique (4), (5);
- dans la mesure du possible, un capteur de couple sur la ligne d'arbre (6);
- selon les possibilités, des capteurs de pression supplémentaires en paroi de l'aspirateur.

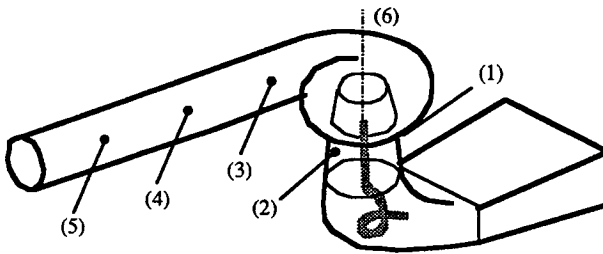


figure 3-1: Position des capteurs de pression

Si des mesures sur le prototype sont espérées ou existantes, il faut bien entendu poser des capteurs de pression aux emplacements correspondants!

Le choix du nombre de capteurs résulte d'un compromis entre la connaissance qu'on peut espérer tirer des mesures et la masse de données à dépiler. La configuration de base pour un essai minimum est: pression cône aval, pression cône amont, pression entrée bâche et couple.

Les vibrations occasionnées par l'essai de stabilité peuvent mettre à mal certaines parties délicates du modèle, particulièrement les labyrinthes de roue. On fera donc cet essai après ceux de rendement et de cavitation. L'essai standard de fluctuations de pression dure un à deux

jours. Il est précédé d'une demi-journée de dégazage (voir § 3.2.2.6). Un dégazage de rappel a lieu au début de chaque journée.

3.1.3.2 Conditions d'essai [72, 73]

Dans le cadre des possibilités de l'installation d'essai, l'énergie hydraulique massique est choisie telle que les amplitudes et les fréquences des oscillations se trouvent dans des gammes favorables des instruments de mesure. Si la chute de Froude n'est pas réalisable, on choisit une chute d'essai plus facile en ayant soin de fixer la cote de référence du nombre de Thoma σ à la sortie de la roue (σ_{1e}).

L'essai minimum consiste en une ouverture progressive du distributeur de la turbine fonctionnant au coefficient d'énergie principal d'exploitation sous une chute d'essai constante, au σ d'installation. Vingt à quarante points d'essai sont répartis de 50% du débit optimal, quand la rotation de charge partielle n'est pas vraiment établie, jusqu'à l'ouverture maximale du prototype, et un peu au-delà si possible.

Comme le σ d'installation est fortement dépendant de conditions particulières du site industriel, on répètera de préférence cette prise de charge au σ de référence $\sigma_{ref} = 0.2/\psi_{1e\ opt}$ [87], qui permet la comparaison entre des machines de conception et vitesse spécifique différentes (voir § 4.4.2.1).

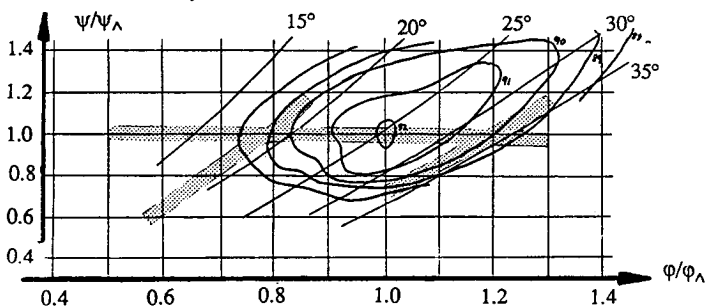


figure 3-2: Caractéristique ψ - ϕ avec parcours d'exploration des fluctuations de pression

Pour les installations à forte variation d'énergie, on fait souvent aussi des coupes partielles pour différentes chutes du prototype, aux σ correspondants.

Il est intéressant de compléter ces essais par des détails aux charges partielles (env 60% de ϕ_{opt}) et à forte charge (env 120% de ϕ_{opt}). Ces détails, plus ou moins complets, consistent en une variation de la vitesse de rotation du modèle sous chute et σ constants, une variation de σ et éventuellement une variation de la chute d'essai.

3.1.3.3 Aspects pratiques de la prise des mesures

Le développement des oscillations qui accompagnent le fonctionnement des turbines Francis est affecté de légères hystérèses. Au cours de chaque série d'essai, on veillera à faire varier le paramètre toujours dans le même sens: en montée de débit-volume et de chute d'essai, en descente de σ et de ψ . Des points d'essai pris sans continuité n'ont qu'une valeur réduite [72]. S'il est nécessaire de revenir en arrière, ce retour sera suffisamment large pour rétablir l'effet du sens de variation. A titre de curiosité, on peut parfois parcourir une série d'essai dans un sens puis dans l'autre.

Une variation de la chute se fait en montée de chute. La limite inférieure est fixée par les possibilités de mise sous vide du réservoir du côté basse pression du modèle. Quant à la limite supérieure, elle découle soit de la résistance mécanique du modèle (prudence!), soit de sa vitesse maximale de rotation. Cet essai prend un temps relativement long, car il est essentiel que σ soit bien réglé à chaque point.

Une variation de ψ se fait typiquement de $1.2 \psi_{ref}$ à $0.6 \psi_{ref}$ tous les $0.1 \psi_{ref}$, à ouverture du distributeur, chute d'essai et σ constants. Le réglage des points d'essai est très rapide: le débit-volume varie très peu dans cette plage de ψ , la chute et σ restent donc quasiment constants. Notons qu'il s'agit là d'un essai de référence, plus destiné à la connaissance de la machine essayée qu'à la simulation des conditions de fonctionnement d'un prototype: si la chute de la machine industrielle varie, son σ change aussi!

Une variation de σ se fait en descente de σ . La base étant fixée par le σ principal d'essai, on prendra en principe des mesures vers 200, 160, 130, 115, 105, 95, 85, 75, 65 et 55 % de ce σ . On gagne beaucoup de temps en acceptant que les points ne soient pas répartis de façon parfaitement régulière. Les essais aux σ inférieurs peuvent être supprimés si les développements de cavitation deviennent excessifs du point de vue de l'exploitation.

Après stabilisation du point aux paramètres de fonctionnement désirés, on enregistre les signaux délivrés par les capteurs sur une durée de 500 à 1000 tours de roue. L'observation des formations de vapeur dans l'aspirateur est résumée sous forme d'un schéma (figure 4-5). On trace le contour extérieur de la poche de vapeur en respectant au mieux ses dimensions et on indique par quelques signes conventionnels les phénomènes particuliers (cavitation d'aubage, pulsation, torche intermittente...). On donne en marge de ce schéma des commentaires sur la stabilité, le bruit, les vibrations etc. Le schéma de la torche donne une idée des distributions de vitesses d'écoulement dans l'aspirateur. Il permet aussi de suivre l'évolution du volume de vapeur au sein de l'écoulement.

Il ne faut pas hésiter à modifier le programme de mesure en cours d'essais. Aucune turbine n'est tout à fait comme les autres et des phénomènes particuliers peuvent se développer sans qu'on s'y attende. Pour autant qu'elles se manifestent dans la coupe à ψ_{opt} , on s'attachera particulièrement à explorer la zone de chocs à débits très partiels, la résonance de la torche de charge partielle, la plage de chocs violents qui peuvent se produire vers 85% du débit optimal et la pulsation de forte charge.

3.2 Discussion de la similitude des essais

3.2.0 Préliminaires

La prédiction du comportement d'une turbine de dimensions industrielles à partir de résultats d'essai obtenus sur un modèle réduit s'appuie sur une connaissance des critères de transposition. Définis sous forme de lois de similitude, ces critères sont détaillés au paragraphe 3.2. Des lois de similitude complémentaires sont proposées pour les manifestations dynamiques associées au fonctionnement des turbines Francis.

3.2.1 Similitude des essais de turbomachines hydrauliques

On dit que des réalisations d'une expérience sont en similitude quand des conditions d'essai différentes, choisies judicieusement, permettent aux phénomènes étudiés de se manifester de façon homologue. Dans l'étude des grandes machines hydrauliques, les lois de similitude rendent possible une simulation valable de différents aspects du fonctionnement au cours d'essais en laboratoire, sur un modèle réduit géométriquement semblable à la machine industrielle.

X'' et X' sont deux réalisations de la grandeur X telles que $X'' = \lambda_X \cdot X'$. λ_X est le rapport d'échelle entre les deux réalisations, pour la grandeur X . La combinaison des rapports d'échelle relatifs aux différentes grandeurs impliquées dans une expérience doit vérifier certaines conditions pour que les phénomènes décrits soient homologues.

L'application de ce concept aux différents termes de l'équation de la quantité de mouvement permet de définir des critères de similitude.

$$\int_A \rho \vec{C} \vec{C} \cdot \vec{n} \, dA + \int_V \rho \frac{\partial \vec{C}}{\partial t} \, dV = \int_V \rho \vec{g} \, dV - \int_A p \vec{n} \, dA + \int_A \vec{\tau} \cdot \vec{n} \, dA$$

Forces d'inertie Stationnaire	+ Instationnaire	=	Forces de Masse	- Pression	+ Viscosité
----------------------------------	------------------	---	--------------------	------------	-------------

Le nombre de Strouhal exprime la similitude entre les forces d'inertie stationnaires et instationnaires.

$$\lambda_\rho \lambda_C^2 \lambda_L^2 = \lambda_\rho \lambda_C \lambda_t^{-1} \lambda_L^3 \quad \text{St} = \frac{C \cdot \Delta t}{L}$$

Le nombre de Froude exprime la similitude entre les forces d'inertie stationnaires et les forces de masse quand celles-ci se limitent à la force de pesanteur:

$$\lambda_\rho \lambda_C^2 \lambda_L^2 = \lambda_\rho \lambda_g \lambda_L^3 \quad \text{Fr} = \frac{C^2}{g \cdot L}$$

Le nombre de Mach et le nombre d'Euler expriment la similitude entre les forces d'inertie stationnaires et les forces de pression:

$$\lambda_\rho \lambda_C^2 \lambda_L^2 = \lambda_\rho \lambda_L^2 \quad \text{Ma} = \frac{C}{\sqrt{dp/d\rho}} = \frac{C}{S}; \quad \text{Eu} = \frac{\Delta p}{\rho \cdot C^2}$$

Le nombre de Reynolds exprime la similitude entre les forces d'inertie stationnaires et les forces de viscosité: si $\nu = \mu/\rho$ est la viscosité cinématique,

$$\lambda_\rho \lambda_C^2 \lambda_L^2 = \lambda_\mu \lambda_C \lambda_L \quad \text{Re} = \frac{C \cdot L}{\nu}$$

Deux réalisations d'une expérience peuvent vérifier un ou plusieurs critères de similitude (ou n'en vérifier aucun...), selon les conditions d'essai choisies. En revanche, le seul moyen de vérifier les quatre critères de similitude serait d'adopter un rapport d'échelle de dimensions $\lambda_L = 1$. Ceci va clairement à l'encontre des buts recherchés dans les essais sur modèle de machines hydrauliques. Il faut donc, pour chaque essai, sélectionner les phénomènes dominants et choisir les similitudes à respecter pour obtenir des manifestations homologues de ces phénomènes.

Marginalement, les similitudes non vérifiées introduiront des distorsions dans les résultats d'essai. On parle d'effets d'échelle. Une recherche expérimentale systématique permet de cerner les effets d'échelle, de les quantifier en fonction de l'écart sur le nombre en question et de corriger ces distorsions. Cela a notamment été fait dans le passé pour la similitude de Reynolds qui, du fait des difficultés pratiques qu'elle soulève, n'est jamais vérifiée dans les essais sur modèle réduit de turbines Francis.

Des raisonnements analogues [53], basés sur les triangles de vitesses dans la turbine, permettent d'établir en tant que critères de similitude les coefficients de débit ϕ et d'énergie ψ introduits au § 1.1.1.3.

3.2.2 Similitudes particulières

3.2.2.1 Similitude de Froude

La similitude de Froude [63] est utilisée en complément de ψ et ϕ pour respecter la proportion entre les variations de pression locale dues au champ de gravité et celles dues aux variations de la section de passage.

$$\text{Fr} = \frac{C^2}{g \cdot L} = \frac{2 E}{g \cdot R_{Te}}$$

Ceci peut devenir important notamment dans les essais orientés vers une bonne simulation du développement en profondeur de la torche, structure de cavitation compacte qui occupe le centre de l'écoulement en rotation dans l'aspirateur des turbines à aubage non conjugué: turbines Francis et hélices.

Le respect de la similitude de Froude dans les essais sur modèle réduit peut en revanche introduire des exigences difficiles à satisfaire. Comme le rapport d'échelle de la pesanteur est toujours très proche de l'unité, la similitude de Froude se résume à une énergie hydraulique massique proportionnelle à la dimension principale: $\lambda_E = \lambda_R$. Souvent, les machines équipant des basses chutes ont de grandes dimensions. Le modèle réduit devrait donc tourner sous une chute extrêmement faible. La sensibilité des instruments de mesure et de régulation étant alors trop réduite, les erreurs de mesure deviennent excessives. Par ailleurs, les machines équipant de hautes chutes ont en général des dimensions plus restreintes. La similitude de Froude

réclamerait alors une chute d'essai élevée. Ceci pose des problèmes de résistance mécanique des modèles. De plus, la puissance nécessaire à l'essai devient vite considérable. En fait, il n'est que rarement possible de conduire des essais sur modèle réduit en similitude de Froude.

3.2.2.2 Similitude de Strouhal

La similitude de Strouhal lie la base de temps des fluctuations d'un écoulement au champ de vitesses autour de l'obstacle responsable de la fluctuation.

$$St = \frac{C \cdot \Delta t}{L} = \frac{C}{f \cdot L}$$

En complément de ψ et ϕ pour des machines semblables, la similitude de Strouhal lie la fréquence des oscillations excitées par l'écoulement de la turbine à la fréquence de rotation $n = \omega/2\pi$. Comme la vitesse d'écoulement C est semblable à la vitesse périphérique U_{1e} , comme d'autre part le rayon de référence R_{1e} est semblable à la dimension transversale des passages ou obstacles responsables de l'oscillation:

$$\lambda_C = \lambda_f \cdot \lambda_L \Rightarrow \lambda_U \cdot \lambda_{R_{1e}}^{-1} = \lambda_n = \lambda_f$$

Par extension, le nombre d'onde $\omega L/S$ est une forme du nombre de Strouhal. Il exprime la portion de longueur d'onde à la pulsation ω interceptée par une longueur L de conduite où la vitesse de propagation des ondes est S .

3.2.2.3 Similitude d'Euler et nombre de Thoma

Le nombre d'Euler, introduit ci-dessus, lie les forces d'inertie stationnaires aux forces de pression. Il a la même nature que le coefficient de pression c_p , qui exprime la relation entre la pression en paroi d'un profil et les conditions de pression et de vitesse d'écoulement à l'infini, sur le même filet liquide et à la même cote, dans une région non affectée par la présence du profil.

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho \cdot C^2} \qquad c_p = \frac{p - p_\infty}{\rho \cdot C_\infty^2 / 2}$$

En hydraulique, la pression peut descendre jusqu'à la pression de vapeur p_v . Au-dessous, il y a vaporisation du fluide, rupture de la colonne liquide et modification profonde des conditions d'écoulement. Cette condition permet d'exprimer une valeur limite du coefficient de pression.

$$c_p \text{ lim} = \frac{p_v - p_\infty}{\rho \cdot C_\infty^2 / 2} = -\sigma$$

Dans le cas d'une turbine hydraulique, la pression à l'infini est égale à la pression totale à la sortie de la machine, corrigée de la pression résultant de la hauteur de colonne liquide entre la sortie de la machine et la cote de référence Z_c . p_∞ et p_v permettent de définir l'énergie hydraulique massique nette d'aspiration NPSE (Net Positive Suction Energy):

$$p_\infty = p_{\bar{I}} + \rho \frac{C_{\bar{I}}^2}{2} + \rho g Z_{\bar{I}} - \rho g Z_c \qquad NPSE = \frac{p_\infty - p_v}{\rho}$$

Par ailleurs, la vitesse de référence étant égale à la vitesse d'un jet à la pression atmosphérique sous l'énergie mise à disposition de la machine E , $C_{\infty}^2/2 = E$. L'opposé de la valeur limite du coefficient de pression, exprimé selon ces conventions, est égal au nombre de Thoma σ .

$$\sigma = \frac{NPSE}{E} = \frac{(\bar{p}_1 - p_v)/\rho + C_1^2/2 - g(Z_c - Z_1)}{E}$$

Si on souhaite reproduire sur des machines semblables des phénomènes locaux ou globaux liés à une certaine forme de cavitation, la cote Z_c devra être choisie à la hauteur où se développe cette cavitation. Si ψ , φ et σ sont respectés, la similitude sera effective à la cote Z_c , mais pas ailleurs. Si de plus la similitude de Froude est réalisée, la similitude de σ sera vérifiée partout.

3.2.2.4 Similitude d'impédances

Pour obtenir des impédances en similitude aux limites de machines semblables, il faut réaliser deux conditions: la similitude de l'impédance acoustique de référence Z_0 , et celle du nombre d'onde fL/S . Pour la première condition, il s'agit de lier l'impédance acoustique de référence $Z_0 = S/A$ au rapport de l'énergie massique sur le débit-volume. Les écoulements étant semblables, cela devient:

$$\lambda_{Z0} = \lambda_S \lambda_R^{-2} = \frac{\lambda_E}{\lambda_Q} = \lambda_\psi \lambda_R^2 \lambda_n^2 (\lambda_\varphi \lambda_R^3 \lambda_n)^{-1} \Rightarrow \lambda_S = \lambda_R \lambda_n$$

On introduit directement la similitude de Strouhal: $\lambda_f = \lambda_n$ (§ 3.2.2.2) dans l'expression de la similitude du nombre d'onde:

$$\lambda_{(fL/S)} = 1 \Rightarrow \lambda_n \lambda_L = \lambda_S$$

La combinaison de ces deux conditions nous donne:

$$\begin{cases} \lambda_S = \lambda_R \lambda_n \\ \lambda_L = \lambda_R \end{cases}$$

Le rapport d'échelle des longueurs de conduites λ_L doit donc être égal à celui des dimensions de la machine λ_R . D'autre part, la similitude d'écoulement nous donne:

$$\lambda_E = \lambda_\psi \lambda_R^2 \lambda_n^2 = \lambda_S^2$$

Il suffit donc en fait d'observer trois règles simples pour réaliser la similitude des impédances aux limites de la machine:

- Egalité du rapport d'échelle des chutes avec le carré du rapport d'échelle des vitesses de propagation des ondes;
- Systèmes d'adductions géométriquement semblables;
- Ecoulements semblables.

Tout cela se complique à la mise en application: la vitesse de propagation des ondes est un paramètre d'essai difficile à contrôler, et la construction de systèmes d'adductions en similitude géométrique devient vite difficile. De plus, la chute d'essai serait dans bien des cas extrêmement élevée. On renonce donc couramment, dans les essais sur modèle, à réaliser la similitude des impédances aux raccordements de la machine.

Dans une autre approche, on peut employer une condition-limite dynamique: un actuateur asservi permet théoriquement d'imposer une fluctuation de débit-volume calculée en fonction de

la fluctuation de pression observée [43]. Il est alors possible de reproduire sur une conduite d'alimentation quelconque une impédance arbitraire à la fréquence choisie.

3.2.2.5 Similitude des amplitudes des fluctuations de pression

Deux machines semblables ont des conditions de fonctionnement semblables. L'amplitude des fluctuations de pression est liée aux fluctuations des vitesses d'écoulement par les termes des forces d'inertie instationnaires et des forces de pression dans l'équation de la quantité de mouvement.

$$\lambda_p \lambda_C \lambda_i^{-1} \lambda_L^3 = \lambda_{\Delta p} \lambda_L^2 \rightarrow \lambda_{\Delta p} = \lambda_p \cdot \lambda_C \cdot \lambda_L \cdot \lambda_i^{-1}$$

La base de temps est donnée par la vitesse de rotation du modèle: $\lambda_i = \lambda_n^{-1}$. La dimension de référence est le rayon de la roue.

$$\lambda_{\Delta p} = \lambda_p \cdot \lambda_C \cdot \lambda_R \cdot \lambda_n$$

La vitesse de référence est $\sqrt{2E}$. Comme $\lambda_\psi = 1$, $\lambda_E = \lambda_R^2 \cdot \lambda_n^2$.

$$\lambda_{\Delta p}^2 = \lambda_p^2 \cdot \lambda_E \cdot \lambda_R^2 \cdot \lambda_n^2 = \lambda_p^2 \cdot \lambda_E^2 ; \lambda_{\Delta p} = \lambda_p \cdot \lambda_E$$

Les fluctuations de pression seraient donc transposables en valeur relative, c'est à dire rapportées à la pression représentative de l'énergie hydraulique massique mise à disposition de la turbine.

Bien sûr, ceci n'est vrai qu'à l'émission des perturbations. Les ondes émises se propagent dans les conduites de raccordement, se réfléchissent, et les amplitudes effectivement observées en différents points du circuit sont fortement conditionnées par les impédances hydrauliques locales qui, comme nous venons de le voir, ne sont la plupart du temps pas en similitude. La transposition des amplitudes relatives est admise pour les phénomènes locaux, mais elle ne suffit pas quand une interaction dynamique avec le circuit d'essai se manifeste.

3.2.2.6 Similitude de l'eau d'essai

En ce qui concerne les fluctuations de pression, on caractérise globalement l'eau d'essai à travers son module de compressibilité, qui intervient principalement par le biais de la célérité d'onde.

Arrangeons différemment le terme des forces d'inertie instationnaires et celui des forces de pression dans l'équation de la quantité de mouvement, de façon à faire apparaître la vitesse de propagation des ondes S:

$$\lambda_p \lambda_C \lambda_i^{-1} \lambda_L^3 = \lambda_p \lambda_L^2 \rightarrow \lambda_C \cdot \lambda_L \cdot \lambda_i^{-1} = \lambda_p \cdot \lambda_i^{-1} = \lambda_{(dp/dp)} = \lambda_S^2$$

Ici, seule la compressibilité du fluide est prise en compte pour la formulation de la célérité d'onde. Comme $\lambda_C \cdot \lambda_L \cdot \lambda_i^{-1} = \lambda_Q \cdot \lambda_R^{-1} \cdot \lambda_n = \lambda_\varphi \cdot \lambda_R^2 \cdot \lambda_n^2 = \lambda_\varphi \cdot \lambda_\psi^{-1} \cdot \lambda_E = \lambda_E$ si $\lambda_\varphi = \lambda_\psi = 1$,

$$\lambda_E = \lambda_S^2$$

Cette condition, qui recoupe une des exigences de la similitude d'impédance, est, comme on l'a déjà dit, difficile à réaliser. Par ailleurs, aux régimes intéressants du point de vue de l'émission de perturbations, on peut souvent admettre que toute la compressibilité de l'écoulement est regroupée dans le volume de vapeur de la torche. On se contente donc d'un contrôle de la qualité de l'eau réduit à un dégazage suivi d'une simple surveillance de la teneur en gaz dissous.

Des essais effectués à différents niveaux d'engazement montrent que les caractères dominants des fluctuations de charge partielle et des pulsations de forte charge sont peu affectés par ce paramètre. On constate cependant une nette influence d'une très faible teneur en gaz sur l'amplitude des oscillations de pression à la résonance de charge partielle.

Le dégazage de l'eau d'essai permet dans tous les cas d'obtenir des mesures répétitives, en fréquence comme en amplitude, des fluctuations de pression dans les domaines de fonctionnement à la limite de la zone sans torche. Il garantit de bonnes conditions d'observation de cavitation.

3.2.2.7 Défauts de similitude

Un essai sur modèle réduit n'est jamais totalement homologue à l'expérience grandeur nature. Les principaux écarts sont évoqués au paragraphe 6.2

4. Résultats d'essai

4.1 Traitement de base, présentation des résultats

4.1.0 Préliminaires

Le paragraphe 4.1 définit les principales méthodes appliquées pour rendre les signaux mesurés accessibles à l'analyste: il s'agit de réduire la masse d'information et de la présenter graphiquement.

4.1.1 Généralités

4.1.1.1 Transformations usuelles

Le résultat de l'essai de stabilité d'un modèle réduit de turbine Francis est, pour chaque régime testé, un ensemble de signaux électriques, représentatifs de chaque grandeur dynamique mesurée, et enregistrés sur une certaine durée. Ces signaux sont accompagnés des paramètres de fonctionnement et d'observations sur les formations de vapeur dans l'aspirateur.

Les signaux bruts sont difficiles à appréhender. Pour les interpréter, on leur fait subir des transformations. En général, ces transformations sont irréversibles. Il convient donc de les utiliser à bon escient, et dans tous les cas de conserver en archive une copie réutilisable des signaux aussi peu transformés que possible.

Les principales transformations mises en oeuvre sont le filtrage, l'échantillonnage et la transformation temps-fréquence.

Le filtrage permet de mettre en valeur la bande utile d'un signal en atténuant les manifestations parasites (très basses fréquences, bruits non propagatifs à haute fréquence). Il peut être analogique ou numérique. En appliquant un filtre à un signal, on examinera toujours son effet sur les déphasages.

L'échantillonnage est une transformation du signal analogique $x(t)$, défini comme une fonction continue du temps. Son résultat est un signal discret $x(k)$, défini pour une suite d'instants. En général, l'échantillonnage est périodique de fréquence f_e : l'intervalle de temps $T_e = 1/f_e$ entre deux lectures du signal est toujours le même. Toute information sur le signal entre deux instants d'échantillonnage est perdue. Le théorème d'échantillonnage de Shannon [89, 90], exprime la condition sur f_e pour qu'il soit possible de reconstituer le signal analogique $x(t)$, à partir du signal discret $x(k)$: la fréquence d'échantillonnage f_e doit être supérieure ou égale à deux fois la fréquence maximale $f_{X_{max}}$ du signal $x(t)$.

Le non-respect de la condition de Shannon sur la fréquence d'échantillonnage entraîne un effet de repliement spectral, analogue à l'effet stroboscopique [24]: une composante du signal analogique de fréquence f supérieure à $f_e/2$ aura après échantillonnage la fréquence apparente $f_{app} = f_e - f$. Des aberrations résultant des bruits à haute fréquence sont donc susceptibles de polluer, voire de recouvrir, la bande du signal que l'on souhaite étudier. On peut également se représenter l'échantillonnage comme la multiplication de $x(t)$ par une fonction d'échantillonnage $x_e(t)$. En représentation fréquentielle, cette multiplication correspond à l'intégrale de convolution

des transformées de Fourier $x(f)$ du signal et $x_c(f)$ de la fonction d'échantillonnage. Si $x(f)$ n'est pas nul pour $f > f_e/2$, alors les coefficients $x(f)$ et $x(f_e - f)$ sont ajoutés pour former le coefficient à $f_e - f$ de la transformée de Fourier du produit $x(t) \cdot x_c(t)$. L'échantillonnage d'un signal sera donc toujours précédé d'un filtrage passe-bas analogique.

L'échantillonnage est presque toujours suivi d'une numérisation. Une source de tension ou de courant est ajustée par un calculateur jusqu'à ce que sa différence avec l'échantillon tombe dans la tolérance fixée. Le calculateur transmet alors la valeur numérique qui représente le mieux le signal au temps considéré [24]. L'échantillonnage suivi de la numérisation forme l'acquisition numérique.

On s'intéresse ici aux oscillations de grandeurs autour d'un régime permanent moyen. Les grandes excursions sont exclues. Cette distinction explique le large usage de la représentation fréquentielle des signaux. En effet, si un signal quelconque peut être décomposé en une somme de termes sinusoïdaux, cette formulation offre des avantages décisifs pour l'étude des signaux périodiques et pseudo-périodiques. La définition facile de la fréquence dominante et l'examen des harmoniques, l'analyse de battements, l'expression du déphasage entre différents signaux sont quelques uns de ces avantages.

La transformation de Fourier rapide [24, 89, 90] est un outil de base dans l'étude expérimentale des signaux périodiques et pseudo-périodiques. Elle est basée sur la transformation de Fourier.

Les transformées de Fourier $x(f)$ d'un signal continu $x(t)$ et discret $x(k)$ sont données par

$$F\{x(t)\} = x(f) = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot \exp(-j2\pi ft) \cdot dt ; \quad F\{x(k)\} = x(f) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k) \cdot \exp(-j2\pi f k T_e)$$

$x(t)$ et $x(f)$ sont des fonctions complexes du temps et de la fréquence. $x(f)$ est le spectre de $x(t)$. La fonction scalaire $x(f) \cdot x^*(f)$ est l'autospectre de $x(t)$. Si $x(t)$ est un signal de référence, alors la fonction complexe $y(f) \cdot x^*(f)$ est l'interspectre de $y(t)$ par rapport à $x(t)$.

Pratiquement, cette transformation est calculée à partir d'enregistrements d'une durée limitée. Pour un calcul sur N échantillons, les échantillons $x(k)$ sont tous nuls si $k < 0$ et si $k > N-1$. On évalue donc en fait la transformée de Fourier de la fonction $x(k) = x(kT_e) \cdot x_c(kT_e) \cdot x(kT_e)$, où la fonction fenêtre $x_c(t)$ est nulle pour $t < 0$ et pour $t > (N-1)T_e$. Les coefficients de la fonction fenêtre sont choisis pour atténuer les effets de bord. La fenêtre de Hanning:

$$x_c(t) = 1.08 - 0.92 \cos\left(2\pi \frac{t}{NT_e}\right)$$

donne une bonne résolution en fréquence [24, 67]. Elle convient particulièrement à l'étude des signaux pseudo-périodiques.

Divers algorithmes de transformées de Fourier rapides (FFT) permettent de réduire le temps de calcul. Celui de Cooley - Tukey, appliqué à des lots de $N = 2^M$ échantillons, est le plus courant.

On obtient une bonne estimation de la transformée de Fourier d'un signal périodique en calculant la moyenne d'un certain nombre de FFT sur des lots successifs de N échantillons du signal. Remarquons que la moyenne des coefficients de la transformée de Fourier ne permet pas, par transformation inverse, de recréer le signal temporel.

4.1.1.2 Autres transformations [24, 95]

La fonction de corrélation $\phi_{xy}(\tau)$ est la mesure de la ressemblance entre deux signaux, en fonction du décalage temporel qu'on leur applique. C'est une fonction réelle ou complexe du retard.

L'autocorrélation $\phi_{xx}(\tau)$, ou corrélation d'un signal par rapport à lui-même, exprime la prédictibilité du signal, sa périodicité et son rapport signal/bruit. La corrélation entre deux signaux, ou intercorrélation, exprime leur ressemblance.

La transformée de Fourier $\Phi_{xx}(f)$ de l'autocorrélation est la densité spectrale d'énergie. Celle de l'intercorrélation est la densité interspectrale d'énergie.

La cohérence γ^2 du signal y par rapport au signal x est égale au rapport du carré du module de la transformée de Fourier de l'intercorrélation de y par rapport à x sur le produit des transformées de Fourier des autocorrélations:

$$\gamma^2(f) = \frac{\Phi_{xy}(f) \Phi_{yx}(f)}{\Phi_{xx}(f) \Phi_{yy}(f)} = \frac{x^* y y^* x}{x^* x y^* y}$$

Si on calcule n transformées de Fourier successives des signaux x et y , alors les x_i et y_i seront les coefficients complexes des transformées, définis pour chaque fréquence. L'espérance mathématique de x comme celle de y est égale à zéro, puisque l'instant de démarrage de l'acquisition est indépendant des signaux. On peut donc calculer pour chaque fréquence du spectre les variances v de x et y , la covariance C_{xy} et le coefficient de corrélation ρ_{xy} des séries complexes x et y .

On en tire une formulation légèrement différente de la cohérence [67], évaluée maintenant à partir de m transformées de Fourier des signaux x et y . La cohérence peut bien entendu être tirée en continu d'un calcul récurrent.

$$\gamma^2(f, m) = \rho_{xy} \rho_{yx} = \frac{C_{xy} C_{yx}}{v_x v_y} = \frac{C_{xy} C_{xy}^*}{v_x v_y}$$

La cohérence est une mesure de la ressemblance entre les transformées de Fourier successives de deux signaux.

A la fréquence f , la transformée de Fourier d'un signal réel $x(t) = x^*(t)$ est égale à l'intercorrélation, évaluée pour un retard τ nul, de $x(t)$ et du signal étalon sinusoïdal de fréquence f : $a(t) = \exp(-j2\pi ft)$.

$$x(f) = \phi_{xa}(0)$$

La transformée de Fourier est donc la mesure, fréquence par fréquence, de la ressemblance du signal étudié avec l'étalon sinusoïdal. Cette ressemblance est établie de $t = -\infty$ à $t = +\infty$. La transformée de Fourier n'est appropriée que pour le traitement de signaux à contenu fréquentiel constant dans le temps.

On calcule généralement une suite de FFT à N échantillons sur un signal fenêtré par une fonction de pondération $\chi_f(t)$. Les décalages successifs de la fenêtre délimitent les lots d'échantillons pour le calcul de la FFT. Au lieu d'en tirer par moyennage une estimation de la transformée de Fourier, on peut considérer les coefficients complexes de la FFT comme une

image "instantanée" (en réalité, moyennée sur $N T_e$) du contenu fréquentiel du signal $x(t)$. C'est la technique de la transformée de Fourier à fenêtre glissante.

La méthode des ondelettes [7, 95, 120] propose une formulation différente: la fonction étalon n'est plus périodique mais transitoire. Formellement, cette convention repose sur l'associativité du produit des signaux; en effet, la transformation de Fourier d'un signal $x(t)$ fenêtré par $\chi(t)$ s'écrit:

$$F\{x(t) \cdot \chi(t)\} = \int_{-\infty}^{\infty} (x(t) \cdot \chi(t)) \cdot \exp(-j2\pi ft) \cdot dt = \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cdot (\chi(t) \cdot \exp(-j2\pi ft)) \cdot dt = F\{x(t)\}$$

$\chi(t) \cdot \exp(-j2\pi ft)$ est ici un signal étalon transitoire (ou ondelette) dont l'intercorrélation avec le signal réel étudié donne une approximation du coefficient à la fréquence f de sa transformée de Fourier.

Dans la méthode des ondelettes proposée par J. Morlet, la fenêtre de pondération est une fonction de la fréquence. Ainsi, chaque signal étalon transitoire recouvre le même nombre de périodes du signal périodique à décélérer. La durée relative de la tranche de signal étudiée est la même dans toute la bande d'analyse et l'exploitation de l'enregistrement est optimale.

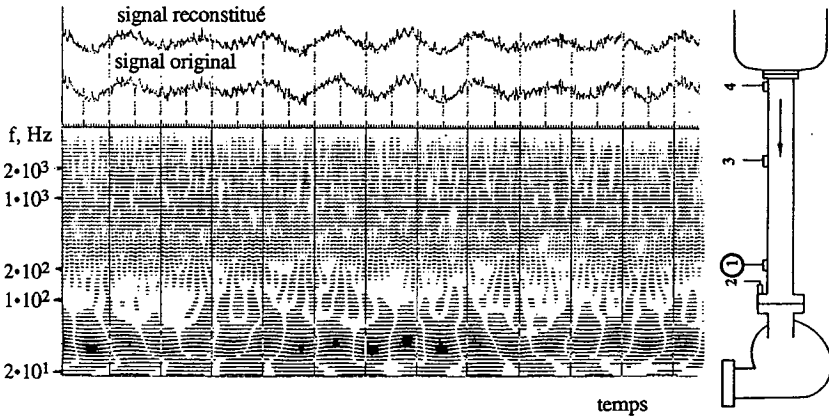


figure 4-1: Périodogramme en ondelettes: fluctuations de pression à l'aspiration d'une pompe [7]

La méthode des ondelettes se présente pratiquement comme un jeu de filtres dont la somme des sorties est une image instantanée du contenu fréquentiel du signal d'entrée. Suivant le signal étalon transitoire sélectionné, ces filtres peuvent être analogiques (la réalisation est proche de celle des analyseurs à bandes parallèles) ou numériques, avec un jeu d'équations récurrentes appliquées au signal échantillonné.

La transformation inverse restitue fidèlement le signal d'entrée. C'est là le principal avantage de la méthode. Les FFT à fenêtre glissante, en effet, ne restituent que des tronçons de signaux sans que la continuité soit forcément respectée.

L'application de la méthode des ondelettes sur un grand nombre de fréquences ("voies" d'analyse) nécessite en revanche un important dispositif analogique ou, dans le cas numérique, des calculs considérables. Ceci explique la limitation de son emploi à des cas très particuliers où l'instationnarité du signal est essentielle à l'interprétation des résultats d'essai.

4.1.2 Présentation des résultats

4.1.2.1 Présentations simples

Les résultats bruts de mesure sont toujours présentés sous forme d'oscillogrammes. Les histogrammes et courbes entrée-sortie sont sans intérêt pratique dans les essais de stabilité de fonctionnement de turbines hydrauliques. L'oscillogramme peut présenter chaque signal séparément, ou des combinaisons temporelles de signaux. Il peut ne pas représenter intégralement les grandeurs mesurées: les signaux sont filtrés et parfois échantillonnés avant d'être tracés.

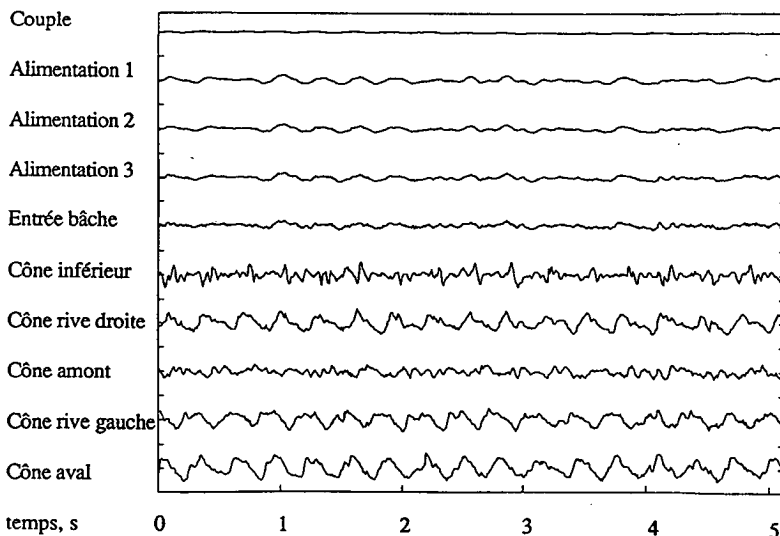


figure 4-2: Oscillogramme: fluctuations de pression et de couple dans un modèle de turbine Francis fonctionnant à charge partielle (voir figure 7-1)

Les transformées de Fourier, ou spectres, des signaux observés se présentent comme des suites de nombres complexes, ou coefficients. Le rang d'un coefficient détermine la fréquence de la composante du signal qu'il désigne. Son module indique l'amplitude et son argument, la phase de cette composante sinusoïdale. La suite réelle des modules relatifs à un canal constitue le spectre d'amplitude. On dit aussi que c'est la racine carrée de l'autospectre, ou du spectre d'énergie. Le spectre d'amplitude est le plus souvent divisé par $\sqrt{2}$. On parle alors d'amplitude efficace, ou "root mean square" (RMS). Cette valeur se compare directement à l'écart type du signal.

La suite réelle des arguments, ou spectre de phase, est rarement exploitée telle qu'elle. La différence fréquence par fréquence de l'argument d'un signal et du signal de référence donne le déphasage du signal, ou phase de la fonction de transfert. C'est en fait la suite réelle des arguments de l'interspectre. On l'appelle TRP (fonction de transfert, phase).

En analyse multi-canaux (ou analyse de réseaux), la transformée de Fourier estimée par moyennage RMS de plusieurs lots de FFT a toujours comme module la racine carrée de la moyenne des autospectres et comme argument, la moyenne des arguments des interspectres.

Les représentations simples des résultats d'autres transformations (corrélogrammes, périodogrammes etc.) sont rarement exploitées dans les essais de stabilité de fonctionnement de turbines hydrauliques.

4.1.2.2 Présentations composées

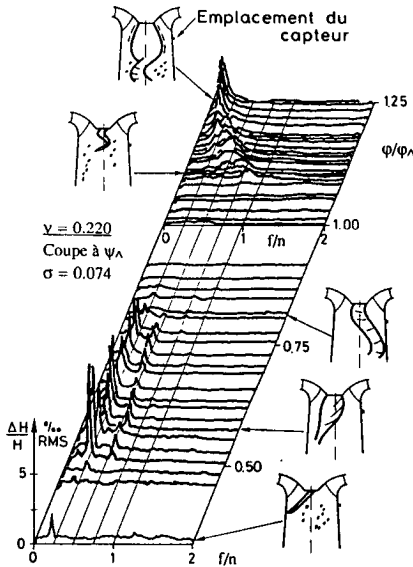


figure 4-2b: Diagramme en cascade: parcours à ψ_{ref} du fonctionnement d'une turbine Francis lente, de la charge partielle à la forte charge

Les présentations composées associent les paramètres de l'essai à la mise en valeur des résultats simples. Dans leur forme la plus élémentaire, le signal en temps délivré par un capteur est donné pour différentes valeurs du paramètre de fonctionnement qui varie dans l'essai considéré. Une mise en valeur plus intéressante est le diagramme en cascade, qui présente en trois dimensions les spectres d'amplitude calculés à partir des signaux du capteur étudié. On y lit les amplitudes en fonction de la fréquence et du chiffre de débit, ou d'énergie, ou de cavitation ou encore de la chute d'essai. Un coup d'oeil suffit pour situer les régimes auxquels se manifestent les phénomènes dynamiques principaux. La continuité dans leur développement apparaît clairement. Il est en revanche difficile, à cause du dessin en perspective, de tirer des valeurs

numériques des courbes présentées. L'existence de zones cachées, la juxtaposition de grands et de petits reliefs peuvent également rendre l'interprétation de détail malaisée.

Dans une écriture moins facile à lire, mais parfois plus aisément utilisable, une information spectrale scalaire peut être indiquée sous forme de lignes d'épaisseur variable ou de cercles de diamètre variable (figure 4-20). Les zones plus ou moins marquées d'une surface définie par le paramètre d'essai et la fréquence donnent alors l'amplitude, la cohérence, la puissance acoustique ou toute autre grandeur.

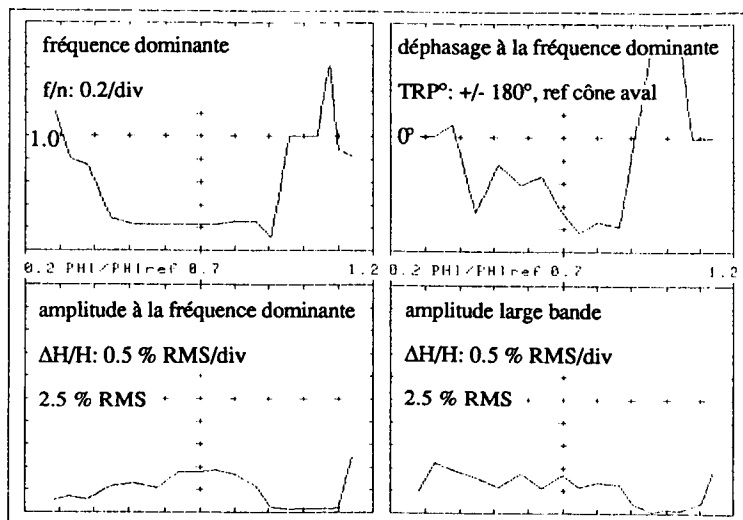


figure 4-2t: Diagramme résumé: fluctuations de pression au capteur "cône amont" en fonction du débit

En sélectionnant pour chaque point d'essai la fréquence dominante, on ne retient qu'une petite partie de cette information, facile à restituer sous forme de fonctions du paramètre d'essai dans des diagrammes résumés à deux dimensions: la fréquence, l'amplitude et le déphasage associés, pour chaque canal. Pour donner une idée de la prééminence de la fréquence retenue par rapport aux autres fréquences du spectre, il est intéressant d'ajouter à l'amplitude "bande étroite", coefficient de la transformée de Fourier à la fréquence dominante, l'amplitude "large bande", qui est tout simplement l'écart type du signal. Ces diagrammes résumés ont l'avantage d'être tirés automatiquement de l'information spectrale, sans appréciation de la part de l'opérateur. Cette facilité se paie par le risque de faire apparaître des continuités entre les développements de phénomènes sans rapport direct. De plus, des composantes de signaux importantes qualitativement, mais de moindre amplitude, ne seront pas retenues. Le diagramme résumé 2-D est un complément du diagramme en cascade. Il ne devrait jamais être présenté seul.

On trouve également des observations élémentaires (écart type des oscillations, limites arbitraires d'amplitude) reportées sur la caractéristique de fonctionnement de la machine. Pour primaires qu'elles soient, ces mises en valeur ne sont pas d'un intérêt négligeable, par le lien

direct qu'elles établissent entre la plage de fonctionnement et des critères d'appréciation simples.

Les autres restitutions graphiques nécessitent un tri de l'information basé sur un examen qualitatif des signaux. Cet aspect du traitement est discuté dans la suite de ce chapitre.

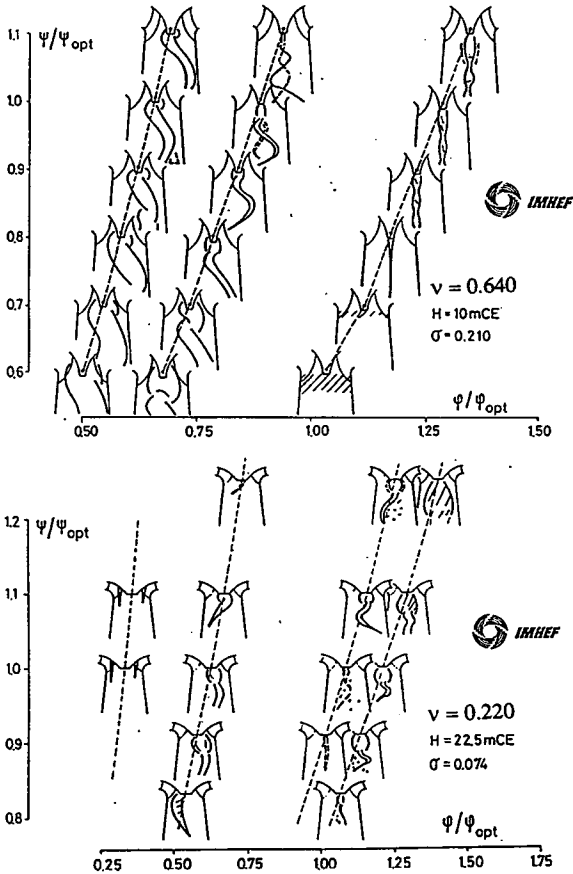


figure 4-3: Observations de torches à différents régimes de fonctionnement de turbines Francis

4.1.2.3 Résultats annexes

Les résultats annexes englobent toutes les informations tirées de l'essai de stabilité de fonctionnement et qui ne sont pas couvertes par les enregistrements de signaux: vibrations, bruits, observations visuelles...

La principale difficulté est ici la prise en compte d'événements remarquables apparus au cours de l'expérience, mais qui peuvent disparaître complètement de la mise en valeur des résultats d'essai, et finir par sombrer dans l'oubli.

Le plus important de ces résultats est peut-être l'observation des formations de cavitation dans l'aspirateur (torches). Un schéma clair de la torche, fruit d'un examen attentif, fournit souvent les seules informations exploitables sur le champ instationnaire de vitesses d'écoulement à la sortie de la roue. Il aide à la catégorisation des phénomènes dynamiques. La reproduction du schéma sur la caractéristique de fonctionnement ou à côté des présentations de signaux bruts ou transformés peut leur apporter une touche de vie non négligeable, et faciliter l'assimilation globale du comportement dynamique de la machine.

4.2 Interprétation physique, caractères généraux

4.2.0 Préliminaires

Au paragraphe 4.2, des exemples d'observations de stabilité de fonctionnement, tirées d'essais sur modèle réduit, sont discutés. Dans la mesure du possible, les manifestations principales sont associées à des phénomènes physiques.

4.2.1 Généralités, précession de charge partielle

4.2.1.1 Eléments d'appréciation

Cette discussion s'appuie principalement sur des mesures faites au laboratoire de l'IMHEF sur un modèle réduit de turbine Francis de vitesse spécifique moyenne: $v = 0.515$.

Régime de référence (rendement maximum) et dimension de référence du modèle:

$$\varphi_{1e \text{ ref}} = 0.286$$

$$\psi_{1e \text{ ref}} = 1.046$$

$$R_{1e} = 0.200 \text{ m}$$

Des résultats d'essai tirés de machines différentes sont proposés ponctuellement pour étayer les idées avancées. Sur notre modèle $v = 0.515$, l'observation comprend une visualisation des structures de vapeur dans l'aspirateur (torches), et la mesure des fluctuations de pression en différents endroits du modèle:

- 1 Cône de l'aspirateur, côté restitution (cône aval)
- 2 Cône de l'aspirateur, à droite du modèle en suivant l'écoulement (cône rive droite)
- 3 Cône de l'aspirateur, du côté opposé à la restitution (cône amont)
- 4 Cône de l'aspirateur, à gauche du modèle en suivant l'écoulement (cône rive gauche)
- 5 Coude de l'aspirateur, à droite du modèle en suivant l'écoulement (coude rive droite)
- 6 Coude de l'aspirateur, à gauche du modèle en suivant l'écoulement (coude rive gauche)
- 7 Entrée de la bêche spirale, du côté extérieur (entrée bêche)

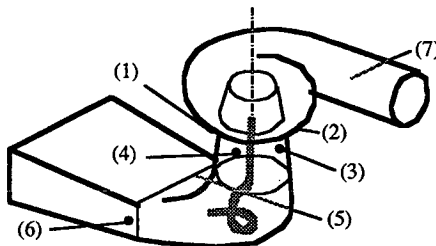


figure 4-4: Instrumentation du modèle $v = 0.515$

L'observation du comportement dynamique de ce modèle est résumée dans l'annexe 0. Etablie avec un nombre de Thoma $\sigma_{1e} = 0.204$ sous une énergie d'essai de 117.7 J/kg , cette planche indique sur le même réseau $\psi-\varphi$ la caractéristique de la turbine avec courbes d'égal rendement, les photos de torches et les principales oscillations de pression, dans les domaines temporel et fréquentiel. On distingue quatre types de fluctuations de pression.

- Au-dessous de 60% de φ_{ref} , les oscillations sont désordonnées dans le cône, sauf aux bas ψ . Seules les plus basses fréquences traversent la roue.
- De 60 à 85% de φ_{ref} , un régime fortement périodique domine dans le cône. Il est transmis, fortement atténué, à la conduite d'alimentation.
- De 90 à 115% de φ_{ref} , le fonctionnement est calme. Les seules fluctuations notables se trouvent aux basses valeurs de ψ .
- Au-delà de 115% de φ_{ref} , une oscillation périodique de faible amplitude se déclare dans le cône, puis se transmet à travers la roue.

A ces quatre catégories correspondent des développements de torches particuliers. Les oscillations désordonnées de charge très partielle se manifestent par des formations de vapeur instables. Les fluctuations périodiques de charge partielle accompagnent de belles torches à la forme caractéristique en hélice. Dans la plage de fonctionnement calme, la torche disparaît puis revient du côté des grands débits avec un sens de rotation inversé. A forte charge enfin, la torche axisymétrique enfle et se sépare en lobes.

Le fonctionnement de la turbine au-dessous de 0.5 φ_{ref} révèle d'autres types d'instabilités d'écoulement; l'exploitation à ces régimes de débit très réduit est cependant rare. On ne la rencontrera en fait que dans les opérations de démarrage et d'arrêt, et dans la marche du groupe hydro-électrique en compensateur de phase. Ces aspects de l'exploitation ne sont pas retenus dans cette étude.

Divers événements particuliers attirent encore l'attention. A 0.8 φ_{ref} , des bouffées d'oscillations se manifestent sporadiquement. A 0.9 φ_{ref} , la torche décrit des figures élaborées instables. A bas ψ , les formations de vapeur sont plus développées et la cavitation d'aubage devient intense dès 0.9 φ_{ref} .

Pour chacune de ces manifestations, dominantes ou localisées, on prend en considération les conditions hydrauliques propres au régime de fonctionnement. Le raisonnement sur la physique de l'écoulement s'appuie sur la mise en valeur des propriétés des signaux mesurés. Cette approche permet d'exprimer les caractères dominants de chaque phénomène observé.

4.2.1.2 Précession de charge partielle

On a vu au § 1.2 que l'écoulement en rotation dans l'aspirateur d'une turbine Francis réunissait les conditions pour qu'un mouvement de précession s'y organise. Des études expérimentales sur des tubes à vortex ont montré que cette instabilité avait bien lieu au-delà d'une valeur limite du rapport du flux de moment cinétique sur celui de la quantité de mouvement axiale (c'est à dire, au-dessous d'un φ limite). La recherche de règles de similitude, s'appuyant sur les nombres de Strouhal et d'Euler, avait abouti aux chiffres adimensionnels de fréquence f^* et d'amplitude Δp^* (§ 1.2.2.2). Dans le cas d'une instabilité analogue sur un modèle réduit complet de turbine Francis, comment s'expriment ces chiffres adimensionnels?

$$f^* = \frac{fD^3}{Q} = \frac{f}{n} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{8}{\pi} \cdot \frac{\pi R^3 \omega}{Q} = \frac{f}{n} \cdot \frac{4}{\pi^2} \cdot \varphi^{-1}$$

$$\Delta p^* = \frac{D^4 \Delta p}{\rho Q^2} = \frac{\Delta p}{\rho E} \cdot \frac{E}{D^2} \cdot \frac{D^6}{Q^2} = \frac{\Delta p}{\rho E} \cdot \frac{\omega^2}{8} \cdot \frac{2E}{R^2 \omega^2} \cdot \frac{64}{\pi^2 \omega^2} \cdot \frac{\pi^2 R^6 \omega^2}{Q^2} = \frac{\Delta p}{\rho E} \cdot \frac{8}{\pi^2} \cdot \psi \cdot \varphi^2$$

Il est donc établi que si les écoulements sont semblables, la fréquence du mouvement de précession peut être rapportée à la fréquence de rotation, et l'amplitude de l'oscillation de pression associée peut être rapportée à la pression représentative de la chute d'essai. On obtient ainsi des grandeurs adimensionnelles qui s'appliqueront à toutes les turbines géométriquement semblables travaillant dans des conditions de fonctionnement analogues.

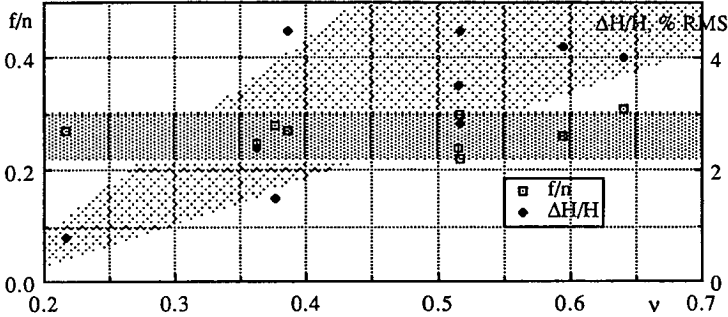
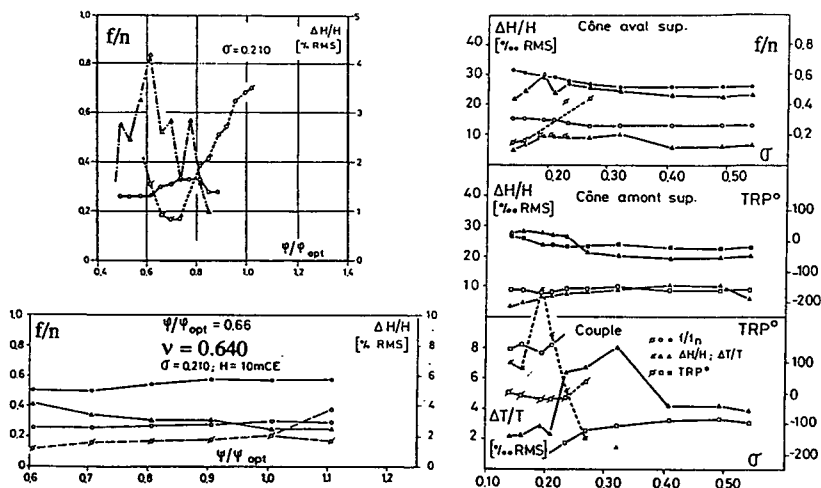


figure 4-5: Influence de la vitesse spécifique v sur la fréquence et l'amplitude de l'oscillation de pression à charge partielle, hors résonance (statistique tirée d'essais IMHEF)

Aussi bien l'ouverture du cône de l'aspirateur que la distance relative de la roue au coude sont statistiquement liées à la vitesse spécifique v [62]. Le mouvement de précession, fortement influencé par ces deux paramètres (annexe 1), doit donc aussi dépendre de v . L'étude des oscillations à 60% du débit optimal sur un certain nombre de modèles de vitesse spécifique v comprise entre 0.216 et 0.640 ne montre pas de tendance claire sur la fréquence. Elle va de 0.22 à 0.31 fois la fréquence de rotation avec une valeur moyenne proche du $f/n=0.28$ proposé par Rheingans. Notons que certains auteurs signalent des fréquences relatives de précession plus élevées pour les turbines très lentes [33].

L'amplitude de l'oscillation hors résonance croît linéairement avec v (figure 4-5): c'est ainsi qu'on considère comme normales des amplitudes de 2 à 3 % RMS au cône aval pour une turbine rapide, mais que 1% semble déjà excessif pour une turbine lente. Au voisinage de la résonance, on peut s'attendre à une amplitude double de la normale, toujours au cône aval. Cette dernière proportion est bien sûr purement indicative. Enfin, il va de soi que la précession est également influencée par la distribution de vitesses à la sortie de la roue. Cela explique la grande dispersion dans les tendances en fonction de v .

La fréquence relative f/n de la précession varie légèrement en fonction de φ . La théorie des tubes à vortex prédit en première approximation une fréquence descendant de $f/n = 1$ à débit nul à $f/n = 0$ au débit de rotation de sortie nulle [106]. Les essais avec une roue de turbine montrent qu'il n'en est rien. Le mouvement de précession n'est perceptible comme une oscillation organisée qu'entre 50 et 90% du débit optimal. Dans ce domaine, f/n reste relativement constante. Une légère tendance à la hausse ou à la baisse se dessine suivant les particularités du tracé d'aubage. Les coefficients d'énergie ψ et le nombre de Thoma σ agissent sur l'encombrement de la torche, donc sur la distribution locale de vitesses et la fréquence relative de précession.



- □ fluctuations de pression et de couple associées à la précession
- ▲ fluctuations de pression et de couple associées à l'harmonique 2 de la précession
- ⋈ ⋈⋈ fluctuations de pression et de couple associées aux oscillations libres de la colonne d'eau dans l'aspirateur
- fréquences relatives Δ amplitudes relatives □ déphasage (référence cône aval)

figure 4-6: Influences de ϕ , de ψ et de σ sur les oscillations de charge partielle

La figure 4-6 donne un exemple de représentation d'une analyse des fluctuations de pression associées au fonctionnement d'une turbine Francis. Les fréquences sont indiquées par des cercles, les amplitudes par des triangles et les déphasages par des carrés. Les manifestations associées à la précession sont représentées par des traits pleins ou (dans le diagramme en haut à gauche par exemple) par des traits mixtes. Celles associées aux oscillations libres de la colonne d'eau dans l'aspirateur apparaissent sous forme de traitillés ou de fréquences sans amplitudes indiquées. Ainsi, on voit sur le diagramme en haut à gauche que la précession est sensible de 0.5 à 0.9 ϕ_{opt} autour de 0.3 n avec une amplitude maximale de plus de 4 % à 0.6 ϕ_{opt} . La fréquence d'oscillations libres est minimale autour de 0.7 ϕ_{opt} . Dans cette plage de débits (où la torche atteint un volume maximum), la fréquence de précession est plus élevée qu'ailleurs. La fréquence d'oscillations libres remonte jusqu'à ϕ_{opt} puis cesse d'être sensible pour réapparaître au-delà de 1.2 ϕ_{opt} en deux bandes distinctes. Le diagramme en bas à gauche montre que la fréquence relative de précession et son harmonique 2 (cercles noirs) évoluent peu dans la plage de ψ explorée. La fréquence d'oscillations libre tend (peu clairement) à augmenter au-dessus de ψ_{opt} . L'amplitude de l'oscillation de pression associée à la précession tend à baisser quand ψ augmente. Le diagramme de droite donne un exemple de résonance de la colonne liquide de l'aspirateur excitée par le mouvement de précession: à $\sigma = 0.20$, la fréquence

de précession (cercles blancs et trait plein) est égale à la fréquence d'oscillations libres (traitillés). L'amplification des fluctuations de couple est spectaculaire.

Le champ de pressions instationnaires résultant du mouvement de précession dans le cône de l'aspirateur n'est pas purement tournant. A cause des éléments asymétriques (notamment le coude), la rotation n'est pas centrée sur l'axe géométrique de l'aspirateur. Du coup, l'intégrale des forces de pression agissant sur une section droite du cône de l'aspirateur n'est pas nulle. Macroscopiquement, on peut séparer l'oscillation observée en périphérie en un champ tournant et un champ pulsant ou synchrone de pressions. Cette séparation peut se faire dans le domaine temporel ou fréquentiel. Elle permet d'isoler l'influence du coude (loi de section, profondeur, piliers) sur l'excitation par distorsion du mouvement de précession.

Dans le domaine fréquentiel, on assemble vectoriellement les phaseurs des oscillations de pression observées en plusieurs points de la périphérie d'une section du cône [100]. Idéalement, les extrémités des phaseurs devraient coïncider avec l'emplacement correspondant aux différents capteurs. Le rayon du cercle donne l'amplitude du champ tournant et le rayon-vecteur du centre du cercle donne celle du champ pulsant de pression. Il suffit théoriquement de trois capteurs dans une section du cône pour séparer ainsi les composantes de l'oscillation de charge partielle. Dans la pratique, quatre capteurs permettent d'atteindre une meilleure résolution.

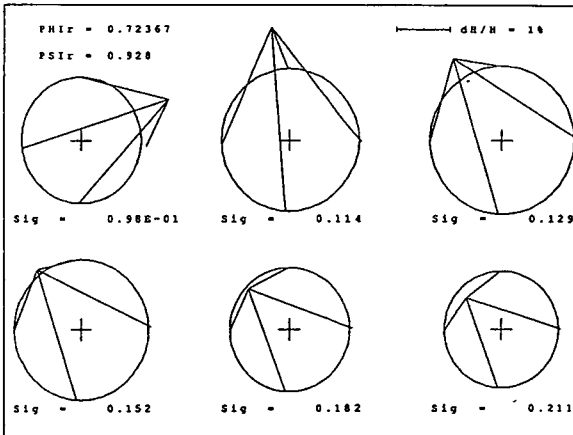


figure 4-7: Assemblage vectoriel des oscillations de pression et décomposition de la fluctuation de charge partielle en champs tournant et pulsant

Dans le domaine temporel, l'examen des signaux délivrés par seulement deux capteurs placés à 90° l'un de l'autre dans une section droite du cône permet de séparer les champs tournant et pulsant de pression [104]. En effet, le champ tournant est alors en quadrature entre les deux signaux et son élimination est ainsi simplifiée. Cette méthode est cependant d'un emploi pratiquement très limité, puisqu'elle ne permet pas d'analyser des signaux affectés d'un battement; en fait, même la présence d'harmoniques peut lui faire donner des résultats fantaisistes.

4.2.1.3 Oscillations de 80 % de charge

L'oscillation de 80% de charge [76], est dessinée en trait gras sur la figure 4-9. Elle se compose d'un groupe de pics au-dessus de la fréquence de rotation. Les amplitudes les plus grandes sont relevées quand la torche hélicoïdale s'étend le plus bas vers le coude de l'aspirateur. Ce phénomène est peut-être en rapport avec la précession: les signaux "cône amont" et "cône aval" sont en phase pour le premier pic, en opposition de phase pour le deuxième et plus ou moins en phase pour le troisième. La plus grande amplitude accompagne le premier ou le deuxième pic.

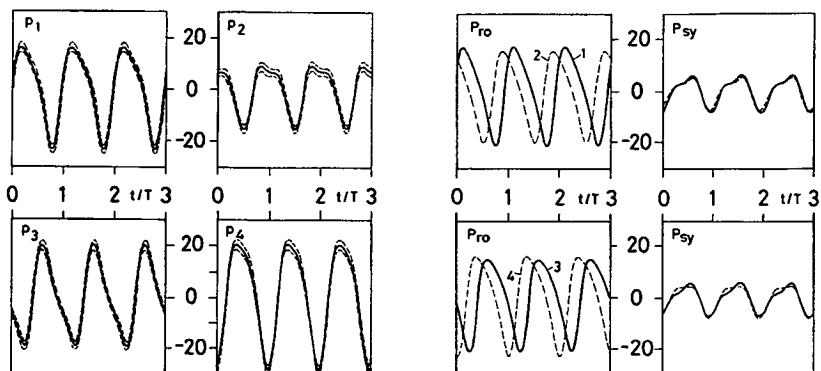


figure 4-8: Assemblage temporel des oscillations de pression et décomposition de la fluctuation de charge partielle en champs tournant et pulsant: oscillations de pression moyennées dans le temps aux 4 capteurs en paroi du cône (p_i) avec enveloppes extrêmes, composantes tournantes p_{ro} et pulsantes p_{sy} tirées des signaux pris deux à deux [104]

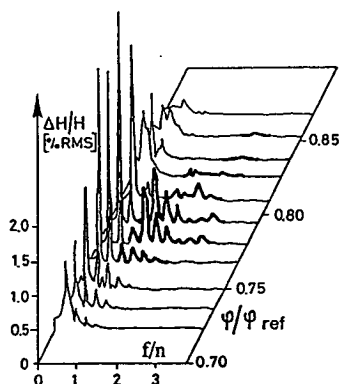


figure 4-9: Oscillation de 80 % de charge en paroi de l'aspirateur

L'expérience a montré que les fréquences de ces oscillations augmentent fortement avec ϕ et ψ . Ce ne sont pas des harmoniques de la précession. Elles croissent aussi fortement avec σ , indiquant la nature hydraulique du phénomène. Leur évolution globale est semblable à celle des oscillations libres de l'aspirateur entre 75% et 85% du débit optimal. Les fréquences relatives sont peu sensibles à de fortes variations de la chute d'essai. Les amplitudes maximales sont observées vers $0.8 \psi_{ref}$. L'admission d'air élimine complètement ces oscillations.

4.2.2 Oscillations libres de l'aspirateur

4.2.2.1 Résonance de la fluctuation de charge partielle

Les expériences avec les tubes à vortex avaient montré l'influence du paramètre de cavitation K (§ 1.2.2.2) sur la fréquence du mouvement de précession et sur l'amplitude de l'oscillation de pression associée [102, 103]: pour un chiffre de moment cinétique m donné, la fréquence et l'amplitude ne dépendent pas de K quand la cavitation est absente ou limitée. Pour une valeur critique de K , la fréquence baisse légèrement et l'amplitude augmente. Si K continue à descendre, l'amplitude diminue. La fréquence baisse encore, puis cesse d'être perceptible. Si le champ tournant de pression domine largement la fluctuation à haut K , les oscillations au K critique sont quasiment en phase dans une section droite du cône de l'aspirateur. Cette organisation du régime perturbé ('surge' en anglais) s'accompagne d'une variation du volume apparent de la torche.

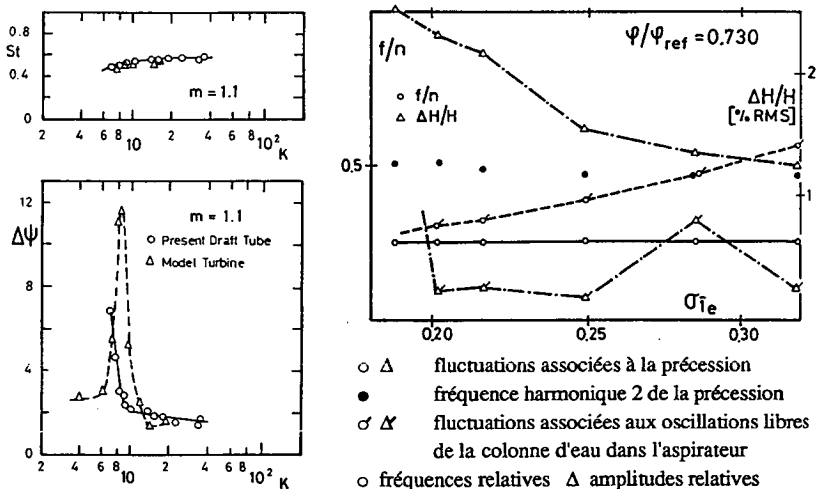


figure 4-10: Résonance de charge partielle dans un tube à vortex [102] et dans un modèle réduit de turbine

La mise en phase dans une section d'aspirateur de tube à vortex des oscillations de pression accompagnant la précession et les grandes amplitudes associées ont très tôt été imputées à une

coïncidence de la fréquence de précession avec la fréquence de résonance de l'aspirateur. Des essais similaires sur des modèles réduits avec roue de turbine (variation du nombre de Thoma σ à φ et ψ constants) ont montré une évolution similaire des amplitudes, mais une augmentation systématique de la fréquence de précession à la résonance et aux valeurs inférieures de σ .

La figure 4-10 (droite) montre l'évolution des oscillations de charge partielle sur notre modèle $v = 0.515$ en fonction de σ . L'amplitude de la fluctuation de pression associée à la précession baisse fortement dès qu'on s'éloigne de la résonance, qui se produit tout à gauche du diagramme. L'amplitude de l'oscillation libre est également indiquée (Δ). On remarque ainsi qu'il y a aussi amplification quand la fréquence des oscillations libres coïncide avec l'harmonique 2 (cercles noirs) de la précession ($\sigma = 0.273$, $f/n = 0.46$). La hausse de la fréquence de précession vers la résonance est surtout sensible sur son harmonique 2.

Comme le suivi de la fréquence d'oscillations libres hors de la plage de résonance ne se faisait pas à l'époque, les constructeurs ont dirigé leurs recherches vers la réduction de l'excitation synchrone liée au mouvement de précession plutôt que vers la connaissance de la fréquence d'oscillations libres. Dans cette idée, ils ont orienté leurs méthodes d'analyse vers l'étude exclusive de la fréquence de précession.

Il n'y a pas de modification brutale de la dynamique de l'aspirateur au σ critique. La fréquence des oscillations libres existe donc dans l'ensemble du domaine de fonctionnement [73]. Si elle domine le comportement dynamique de la machine à la résonance de charge partielle, elle est tout de même excitée aux autres régimes par le bruit de fond à large bande qui accompagne le fonctionnement de la turbine.

Avec un déclenchement libre de l'acquisition et une fenêtre de pondération Hanning par exemple, on favorise la résolution en fréquence des signaux sans privilégier leur composante dominante [67]. La moyenne sur un certain nombre de lots de FFT permet alors de dégager toutes les fréquences significatives du signal. L'oscillation libre se distingue par un déphasage proche de zéro, des amplitudes uniformes et une bonne cohérence entre les signaux relevés en périphérie d'une section droite du cône. Elle a tendance à s'amplifier sous l'effet des diverses excitations: la précession et ses harmoniques, la fréquence de rotation, etc. Elle résulte des actions conjuguées de l'inertie de la colonne liquide et de la capacité de la torche. L'observation des volumes de torches aide donc au dépistage de la fréquence d'oscillations libres [71, 110].

On parcourt à σ et ψ constants le domaine de la charge partielle en relevant pour chaque point d'essai la fréquence de précession et son harmonique 2 (susceptible d'exciter une résonance), et la fréquence d'oscillations libres, ainsi que les amplitudes et déphasages qui leur sont associés. Ces données représentent l'essentiel de l'information à tirer de l'essai sur modèle réduit. Les amplitudes les plus grandes de l'oscillation de pression liée à la précession dans le cône de l'aspirateur sont généralement rencontrées du côté de la restitution (cône aval) et les plus basses, du côté opposé (cône amont). Ces deux signaux présentent de plus la meilleure sensibilité pour la mise en évidence par le déphasage de la résonance. On indique donc dans le diagramme synoptique (figures 4-17 et 4-26) les données relatives aux fluctuations Cône aval et Cône amont. Les oscillations de pression à l'entrée de la bêche spirale sont issues de la composante synchrone du champ de pressions lié à la précession. Elles n'ont qu'une valeur

qualitative, puisque leur amplitude est fortement dépendante de la dynamique de la conduite d'alimentation.

Le diagramme synoptique se lit comme les représentations déjà rencontrées. On distingue notamment dans le cadre du haut (1) la fréquence (\circ) et l'amplitude (Δ) au capteur Cône aval de la fluctuation de pression associée à la précession, ainsi que de son harmonique 2 (mêmes symboles en noir). La fréquence d'oscillations libres de la colonne d'eau dans l'aspirateur est indiquée par les symboles (\diamond) et les traitillés. Les amplitudes correspondantes sont également indiquées ici, bien que ce ne soit pas toujours le cas. Dans le cadre du bas (3), on voit les amplitudes de la fluctuation de pression associée à la précession, de son harmonique 2 et des oscillations libres, observées du capteur Cône amont. On trouve enfin le déphasage (\square) de la précession entre les capteurs Cône amont et Cône aval.

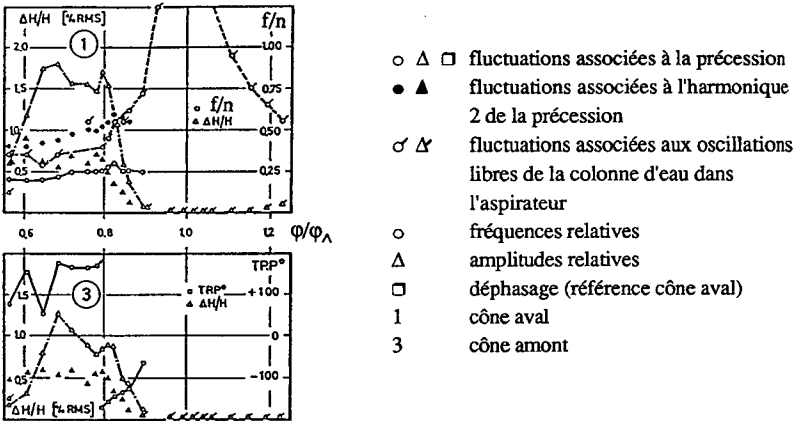


figure 4-11: Diagramme synoptique des fréquences et amplitudes remarquables

4.2.2.2 Oscillations libres à charge partielle et capacité de torche

Examinons la dynamique d'un aspirateur de turbine Francis. C'est un tube à section croissante, limité à sa petite extrémité (entrée) par la roue et débouchant dans un milieu d'impédance nulle à sa sortie. Il forme une colonne d'eau. Un volume de gaz occupe une partie de l'entrée du tube. On admet les simplifications suivantes.

- L'admittance de la roue sera très faible par rapport à celle de la poche de gaz (voir annexe 2). Le tube est donc fermé à sa petite extrémité.
- La torche est localisée à la sortie de la roue.
- Dans une analyse en constantes localisées (acceptable si l'aspirateur est court [79]), la compressibilité de la colonne liquide est regroupée à l'entrée de l'aspirateur. Elle est incorporée à celle de la torche.

- Il n'y a pas de transferts de masse entre la torche et l'eau. La capacité de l'ensemble torche plus colonne liquide est constante pour un régime de fonctionnement donné.

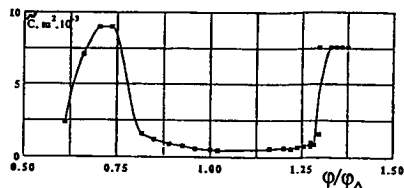
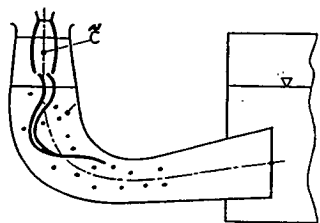


figure 4-12: Aspirateur de turbine Francis (schématique) et capacité de torche

Alors, la fréquence des oscillations libres de la colonne d'eau dans l'aspirateur est:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{\check{C}\check{L}}} \text{ avec } \check{L} = \int_L \frac{d\check{l}}{A} \text{ et } \check{C} = \check{C}_C + \check{C}_T = \int_L \frac{A d\check{l}}{S^2} - \frac{\partial V_T}{\partial NPSE}$$

En effet, si l'énergie nette positive d'aspiration NPSE représente l'énergie absolue au voisinage de la torche, $-\partial V_T/\partial NPSE$ est bien la capacité associée au volume V_T de gaz de la torche. Si γ est le coefficient polytropique pour les petites variations de volume de la torche, alors:

$$-\frac{\partial V_T}{\partial NPSE} = \frac{V_T}{\gamma NPSE}$$

Si toutes les émissions de vapeur dans l'eau de l'aspirateur sont considérées comme partie de la torche, la célérité d'onde à prendre en compte pour l'évaluation de \check{C}_C est plutôt élevée: de l'ordre de 800 m/s pour une turbine industrielle ou 200 m/s pour un modèle aux parois moins rigides. L'aspirateur d'un modèle typique avec une roue de ϕ 400 mm aurait ainsi une capacité de colonne liquide équivalant celle de 0.19 litres de vapeur à $NPSE = 4.5$ J/kg. Cette compressibilité additionnelle sera négligeable en présence d'une torche bien développée. On admet donc:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \left(\int_L \frac{d\check{l}}{A} \cdot \frac{V_T}{\gamma NPSE} \right)^{-1/2}$$

Comment s'exprime la similitude de l'oscillation libre?

$$\lambda_{f0} = \left(\lambda_R^{-1} \cdot \lambda_R^3 \lambda_\gamma^{-1} \lambda_\sigma^{-1} \lambda_E^{-1} \right)^{-1/2} = \frac{\sqrt{\lambda_E}}{\lambda_R} \text{ si } \lambda_\sigma = \lambda_\gamma = 1$$

Or, si la similitude d'écoulement est respectée, la vitesse de rotation est liée à l'énergie hydraulique massique et aux dimensions de la turbine par la même loi.

$$\lambda_\psi = 1 \rightarrow \lambda_n = \frac{\sqrt{\lambda_E}}{\lambda_R}$$

La fréquence des oscillations libres d'un aspirateur sans compressibilité est donc en similitude avec la fréquence de rotation de la roue:

$$\lambda_f = \lambda_n$$

Une approximation plus fine peut être obtenue en ne transposant pas la fréquence des oscillations libres mais la capacité de torche [71, 73, 79]. On la calcule à partir de f_0 après avoir estimé la capacité \tilde{C}_L de la colonne liquide. La capacité réduite de torche est:

$$\tilde{C}^* = \tilde{C} \cdot E/R_1^3 ; \lambda \tilde{C}^* = 1$$

Si l'aspirateur est prolongé par une longue galerie en charge (voir § 7.2), on ne peut plus négliger la distribution sur la longueur de sa compressibilité. \tilde{C}^* est toujours transposable, mais des calculs d'impédances sont nécessaires pour évaluer la fréquence des oscillations libres.

4.2.2.3 Pulsations de pleine charge

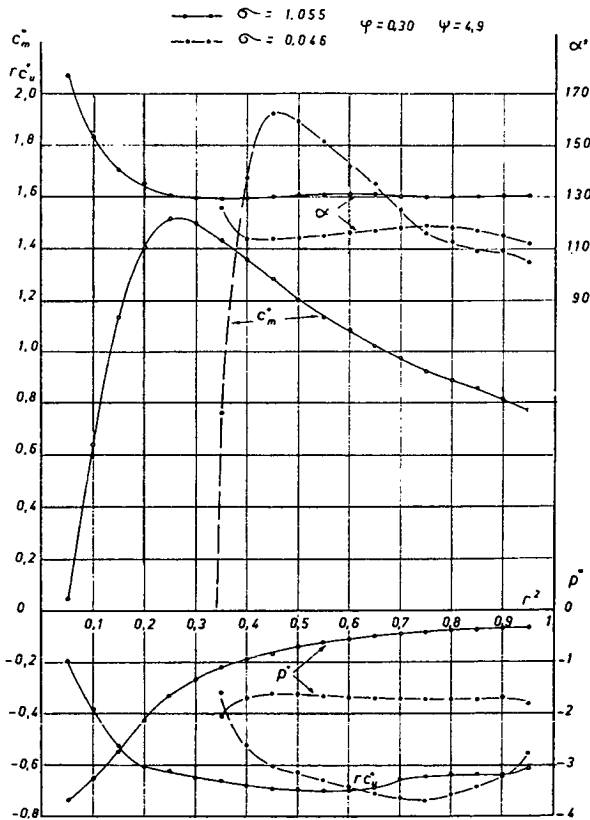


figure 4-13: Distribution de vitesses à forte charge sous la roue, avec et sans torche [86]

La théorie du tube à vortex prévoit une instabilité de l'écoulement en rotation quel que soit le sens de la rotation de sortie. Cependant, si on réduit le chiffre de moment cinétique au rapport C_u/C_a de la vitesse périphérique sur la vitesse axiale, on comprend que la limite d'apparition de la précession sera beaucoup plus loin du régime de rotation de sortie nulle vers les fortes charges que vers les charges partielles. Or, les limitations de fonctionnement dues à la cavitation d'aubage et à l'effondrement des performances font qu'il est très rare d'exploiter une turbine Francis au-delà de 130% de Q_A . C'est pourquoi on ne rencontre jamais aux grands débits la fluctuation de pression en champ tournant typique du mouvement de précession.

Au-delà du débit optimal, la vitesse méridienne est plus importante dans la région centrale de l'écoulement, avec une chute brutale près de l'axe, sous l'ogive [86]. La rotation s'organise en un vortex libre centré. La pression statique près de l'axe de l'aspirateur est basse et une torche axiale centrée apparaît. Dans les turbines de faible vitesse spécifique (ainsi que, dans une moindre mesure, dans les turbines de vitesse spécifique moyenne), la poche axisymétrique de vapeur est suivie d'une queue en hélice [72, 110] qui indique tout de même une instabilité de l'écoulement en rotation, bien qu'on n'observe jamais de champ tournant de pression en paroi du cône de l'aspirateur. Contrairement à celle de charge partielle, la torche de forte charge est souvent d'autant plus volumineuse que le coefficient d'énergie ψ est grand, à ouverture et σ constants.

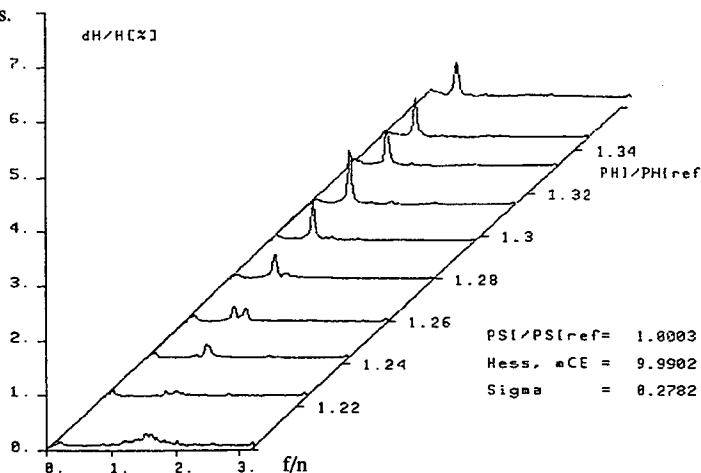


figure 4-14: Diagramme en cascade: oscillations libres en paroi de l'aspirateur à forte charge

L'existence à forte charge d'une torche de volume comparable à celle de la charge partielle implique l'existence d'une oscillation libre aux forts débits, dans la même plage de fréquences qu'à charge partielle [71, 85]. Cette oscillation est excitée par le bruit de fond à large bande, assez intense au-delà du régime optimal. Elle est également excitée par les instabilités qui peuvent se manifester près de l'enveloppe de la torche, dans la région de forts gradients de vitesse méridienne. Notons que de telles instabilités suivraient la similitude de Strouhal, et que leur fréquence serait donc en similitude avec celles de la rotation de la roue et de l'oscillation libre.

On discerne effectivement sur l'arrangement en cascade des spectres d'amplitude des fluctuations de pression relevées en paroi du cône de l'aspirateur une ou plusieurs crêtes de pulsation de forte charge. Sur plusieurs capteurs en périphérie d'une section droite du cône, ces oscillations sont fortement cohérentes, ont la même amplitude et sont en phase. Avec un dispositif d'excitation externe, on montre que l'amplification est importante à toutes ces fréquences d'oscillation [71]. Il s'agit donc d'oscillations libres. Les excitations ont une amplitude excessivement faible et ne sont discernables qu'à travers la réponse de l'aspirateur en situation de résonance.

4.2.3 Auto-oscillations

4.2.3.1 Généralités, modélisation non-linéaire de la torche

Certains régimes de fonctionnement des turbines Francis se distinguent par une croissance apparemment spontanée de l'amplitude des oscillations libres [18, 44, 45, 64, 129]. En l'absence d'excitations remarquables, des chocs violents peuvent aussi se produire. On appelle auto-oscillations ces instabilités particulières. L'impossibilité d'interpréter complètement les auto-oscillations par le biais des méthodes d'impédances à longtermes été attribuée aux mécanismes non linéaires qui les gouvernent. Une modélisation non-linéaire de la compressibilité de la torche modifie en effet l'amortissement du système, et certaines combinaisons de paramètres rendent instables les oscillations libres.

Les fluctuations de pression à la résonance de charge partielle et, de façon plus frappante vu les amplitudes plus faibles, à la pulsation de forte charge se manifestent visuellement par une variation cyclique du volume de vapeur dans la torche. On peut donc se demander s'il n'y a pas lieu d'introduire une variation dynamique de la capacité dans le modèle de comportement de l'aspirateur. La capacité \tilde{C}_a de l'aspirateur serait donc tirée d'un développement du premier ordre autour de la capacité stationnaire \tilde{C}_s .

$$\tilde{C}_a = \tilde{C}_s + \frac{\partial \tilde{C}_s}{\partial Q} (q_a - Q) + \frac{\partial \tilde{C}_s}{\partial p} p_a \quad \text{où} \quad \frac{\partial \tilde{C}_s}{\partial p} = -1/\rho \frac{\partial \tilde{C}_s}{\partial E}$$

Les variables temporelles sont ici les variations dans le temps p_a et q_a de la pression à la sortie de la roue (pression posée nulle en l'absence de perturbations) et du débit-volume dans l'aspirateur considéré comme une colonne d'eau incompressible. L'introduction de ces dérivées partielles est pertinente, puisque p_a et q_a déterminent l'écoulement autour de la torche pour un moment cinétique global donné. Par ailleurs, si la pression de référence p_a dans la section où la torche est localisée est comptée nulle pour le régime permanent, elle ne peut pas descendre au-dessous de $-\rho$ NPSE; cette autre non-linéarité joue certainement un rôle important dans le cas des chocs. Il s'agit bien sûr d'une représentation très simplifiée de la physique réelle, mais l'équation d'état offre des aspects très intéressants.

4.2.3.2 Equation d'état non-linéaire

Le système est composé d'une turbine Francis alimentée par une conduite unique. L'analyse est menée en constantes localisées (§ 2.1.4). Les constantes dynamiques du système sont la capacité variable \tilde{C}_a de l'aspirateur évoquée ci-dessus, son inertie \tilde{L}_a , la capacité \tilde{C}_c et l'inertie

\tilde{L}_c de la conduite d'alimentation et la dissipation non-linéaire \tilde{R}_r dans la roue de la turbine considérée comme une perte de charge pure. Les variables d'état sont le débit-volume q_c significatif pour l'inertie et la pression p_c significative pour la compressibilité dans la conduite d'alimentation, ainsi que le débit-volume q_a significatif pour l'inertie et la pression p_a significative pour la compressibilité dans l'aspirateur.

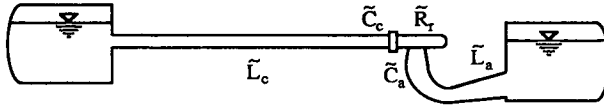


figure 4-15: paramètres dynamiques du système

Dans un premier temps, on admet que la roue présente une admittance nulle (annexe 2): seule la dynamique de l'aspirateur intervient et le débit-volume à travers la roue est constant.

$$\begin{cases} \dot{q}_a = \frac{p_a}{\tilde{L}_a} \\ \dot{p}_a = -\frac{Q - q_a}{\tilde{C}_a} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \tilde{C}_a = \tilde{C}_s \left(1 - \frac{1}{\rho \tilde{C}_s} \frac{\partial \tilde{C}_s}{\partial E} p_a + \frac{1}{\tilde{C}_s} \frac{\partial \tilde{C}_s}{\partial Q} (q_a - Q) \right)$$

Dans un second temps, on fait intervenir l'inertie et la capacité de la conduite d'alimentation et la dissipation dans la roue (§ 7.2).

$$\begin{cases} \dot{q}_c = \frac{p_0 - p_c}{\tilde{L}_c} \\ \dot{q}_a = \frac{p_a}{\tilde{L}_a} \\ \dot{p}_c = \frac{q_c - q_r}{\tilde{C}_c} \\ \dot{p}_a = \frac{q_r - q_a}{\tilde{C}_a} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \tilde{C}_a = \tilde{C}_s \left(1 - \frac{1}{\rho \tilde{C}_s} \frac{\partial \tilde{C}_s}{\partial E} p_a + \frac{1}{\tilde{C}_s} \frac{\partial \tilde{C}_s}{\partial Q} (q_a - Q) \right) \\ q_r = \sqrt{\frac{p_c - p_a}{\tilde{R}_r}} \\ p_a \geq -\rho \text{ NPSE} \end{cases}$$

Cette équation d'état est difficile à intégrer analytiquement. On procède donc numériquement, par la méthode de Runge-Kutta:

$$x = [q; p] \quad \text{et} \quad \dot{x}(t) = f(x(t) + u(t))$$

$$x(t+\Delta t) = x(t) + 1/6(a+2b+2c+d) \quad \text{avec} \quad \begin{cases} a = \Delta t \cdot f(x(t), u(t)) \\ b = \Delta t \cdot f(x(t)+a/2, u(t+\Delta t/2)) \\ c = \Delta t \cdot f(x(t)+b/2, u(t+\Delta t/2)) \\ d = \Delta t \cdot f(x(t)+c, u(t+\Delta t)) \end{cases}$$

4.2.3.3 Stabilité du système

On peut montrer que le système avec une admittance nulle à la roue est stable si $\partial \tilde{C} / \partial Q$ et $\partial \tilde{C} / \partial E$ sont de signes opposés et instable sinon. Après application d'une perturbation limitée dans le temps, l'oscillation libre se maintient avec un amortissement positif en situation stable, négatif en position instable.

Les oscillations libres du système avec participation dynamique de l'adduction sont rapidement amorties. En revanche, si les constantes dynamiques de la conduite d'alimentation sont choisies pour que les fréquences propres de l'aspirateur et de l'adduction soient voisines, on observe également des oscillations libres à amortissement négatif.

D'une manière générale et à ψ_Δ , $\partial\tilde{C}/\partial Q$ est positive aux débits très partiels et jusque vers 60 à 75% du débit optimal, où on observe les torches les plus volumineuses (annexe 0 et figure 4-5). Ensuite, $\partial\tilde{C}/\partial Q$ est négative jusqu'à la zone sans torche. A forte charge, $\partial\tilde{C}/\partial Q$ est à nouveau positive. Cette tendance se répète aux ψ voisins avec des décalages dans le débit pour lequel $\partial\tilde{C}/\partial Q = 0$ à charge partielle. Aux bas ψ (vers 60% de ψ_Δ), l'évolution de $\partial\tilde{C}/\partial Q$ devient très différente.

Les tendances de $\partial\tilde{C}/\partial E$ semblent plus dépendantes du tracé hydraulique de la machine. A charge partielle, $\partial\tilde{C}/\partial E$ est proche de zéro à ψ_Δ . Elle est toujours négative vers les bas ψ . A forte charge, $\partial\tilde{C}/\partial E$ est presque toujours positive à ψ_Δ et au-delà; elle peut être positive ou négative au-dessous du ψ optimal.

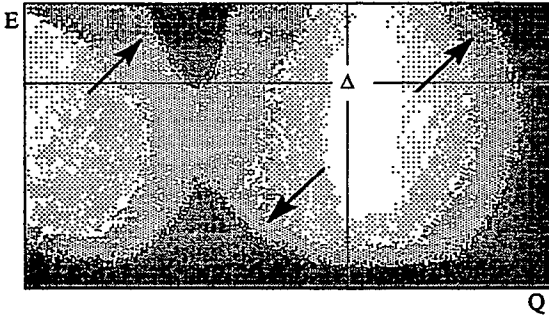


figure 4-16: Représentation schématique de la capacité de torche dans le plan Energie-Débit: la capacité est d'autant plus grande que la zone est ombrée. (Δ) situe le point de fonctionnement optimal. Les flèches indiquent les auto-oscillations possibles

De fortes croissances de l'amplitude des oscillations libres sont parfois signalées à charge très partielle, au-dessous de 50% de Q_Δ , ou à forte charge [18, 33, 44, 45]. Dans ces deux gammes de fonctionnement, on peut s'attendre à rencontrer des dérivées partielles $\partial\tilde{C}/\partial Q$ et $\partial\tilde{C}/\partial E$ de signe opposé. Il peut donc s'agir d'auto-oscillations du type de celles étudiées ici. Le premier cas est certes gênant, mais de moindre importance dans la mesure où il est rare de devoir exploiter la turbine de manière prolongée à ce régime. Le second cas, en revanche, peut avoir des conséquences catastrophiques. L'impossibilité du fonctionnement dans la plage de puissance maximale est en effet inacceptable pour l'exploitant.

4.3 Intensimétrie hydro-acoustique

4.3.0 Préliminaires

Des résultats d'essais de stabilité de fonctionnement de turbines Francis sont examinés au paragraphe 4.3 à l'aide de la méthode intensimétrique introduite au § 2.3. Ce traitement permet de quantifier les perturbations émises par la machine hydraulique en éliminant l'influence dynamique du circuit d'essai.

4.3.1 Concept expérimental

4.3.1.1 Généralités

On a vu au § 3.2 que la fréquence et l'amplitude d'une perturbation imposée à l'installation par une instabilité de l'écoulement étaient en similitude entre deux régimes de fonctionnement semblables. Cependant, les oscillations hydrauliques observées sur un circuit d'essai ou sur une installation industrielle résultent de la superposition des ondes émises et des ondes réfléchies par les limites du circuit. Les fluctuations de pression mesurées sont donc influencées par le circuit d'essai, dont la réponse dynamique n'est pas en similitude avec celle de l'installation grandeur nature. L'intensimétrie hydro-acoustique permet cependant de faire la part des ondes directes et réfléchies, et donc d'évaluer l'émission de puissance par la source de perturbations. Contrairement aux pressions directement observables, cette puissance ne sera pas affectée par une modification du circuit d'essai. Elle qualifie, plus fidèlement qu'une amplitude de fluctuation de pression, l'excitation des conduites de raccordement par la machine essayée.

L'analyse intensimétrique donne le sens du rayonnement de puissance acoustique. Elle permet donc de faire une distinction entre les perturbations émises par le modèle étudié et par le circuit d'essai: pompe de service, coudes, vannes etc [5, 6, 27, 51, 76, 78, 105].

4.3.1.2 Evaluation de la puissance acoustique et de la célérité d'onde

Dans l'essai conventionnel d'une turbine Francis en modèle réduit, l'aspirateur débouche dans un réservoir à niveau libre: l'impédance de sortie de la machine est imaginaire pure, il n'y a pas d'émission de puissance acoustique vers l'aval. Dans ce cas, l'analyse intensimétrique à l'entrée de la bêche spirale suffit à la caractérisation du rayonnement de puissance acoustique par la turbine modèle [76].

L'évaluation des spectres de puissances acoustiques directe et inverse nécessite la connaissance non seulement de la pression, mais aussi du débit-volume, dans le domaine fréquentiel. La mesure directe de cette seconde grandeur est délicate (§ 3.1.2.3). Elle ne peut pas réellement être faite à une cadence suffisante.

Une méthode plus élégante exploite la détermination indirecte des fluctuations de débit-volume à partir de la caractéristique de transmission de la conduite d'alimentation. En l'absence de dissipations:

$$\begin{bmatrix} p_1 \\ q_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos Str & j Z_0 \sin Str \\ j \frac{1}{Z_0} \sin Str & \cos Str \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p_2 \\ q_2 \end{bmatrix} \text{ avec } Str = \frac{\omega L}{S} \text{ et } Z_0 = \frac{\rho S}{A}$$

$$q_2 = \frac{p_1 - p_2 \cos Str}{j Z_0 \sin Str}$$

Il suffit donc de connaître les pressions aux deux extrémités d'un tronçon uniforme de conduite de caractéristiques dynamiques données pour pouvoir évaluer les fluctuations de débit-volume dans le domaine fréquentiel.

Pour mettre en oeuvre ce calcul, il faut disposer de la célérité d'onde S dans la conduite d'alimentation. Or, cette grandeur est souvent difficile à évaluer précisément à partir de données théoriques. On estime facilement la célérité d'onde par identification du mode d'oscillations à partir des transformées de Fourier p_1 , p_2 et p_3 des signaux de pression délivrés par trois capteurs équidistants sur un tronçon uniforme de la conduite d'alimentation [8, 16, 74]:

$$\left. \begin{aligned} p_2 &= p_1 \cos Str - q_1 j Z_0 \sin Str \\ q_2 &= q_1 \cos Str - p_1 j \frac{1}{Z_0} \sin Str \\ p_3 &= p_2 \cos Str - q_2 j Z_0 \sin Str \end{aligned} \right\} \Rightarrow \cos Str = \frac{p_1 + p_3}{2 p_2} \text{ avec } Str = \frac{\omega L}{S}$$

Cette mesure est réalisée simplement en raccordant ensemble à l'entrée d'un amplificateur de charges les câbles de deux capteurs piézo-électriques à quartz de même sensibilité pour p_1 et p_3 . En effet, les charges électriques s'ajoutent et le signal de sortie représente directement la somme des deux pressions. Les signaux p_2 et p_1+p_3 sont alors traités par un analyseur FFT à deux voies qui donne en gain de fonction de transfert la fonction $2 \cos \omega L/S$. La longueur L entre deux capteurs étant connue, il suffit de rechercher par exemple la fréquence $f_{\sqrt{2}}$ pour laquelle $2 \cos \omega L/S = \sqrt{2}$; alors, $S = 8 L f_{\sqrt{2}}$. On arrive à une meilleure estimation de la célérité d'onde par une régression pondérée par la fonction de cohérence entre p_2 et p_1+p_3 [105].

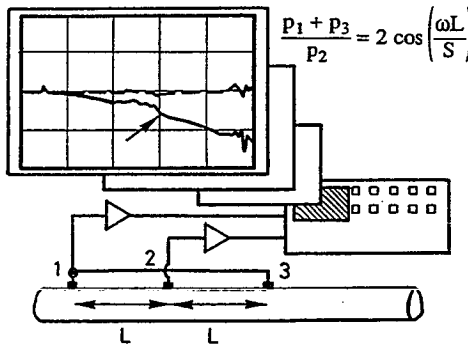


figure 4-17: Estimation de la célérité d'onde

4.3.1.3 Expression adimensionnelle de la puissance acoustique

On a vu au § 3.2 qu'en l'absence de réflexions, les amplitudes des fluctuations étaient proportionnelles à l'énergie hydraulique massique mise à disposition de la turbine. Comme l'analyse intensimétrique corrige justement les effets des réflexions des ondes dans les conduites de mesure, on a ici la possibilité d'exploiter cette règle de similitude.

Du point de vue dimensionnel, la puissance acoustique est le produit d'une fluctuation de pression et d'une fluctuation de débit-volume. Ces deux grandeurs sont liées par l'impédance acoustique de référence $Z_0 = \rho S/A$ de la conduite de mesure. Il suffit donc de multiplier la puissance acoustique par $\rho S/A$ pour obtenir le carré d'une pression représentative de la perturbation. En la divisant par le carré de la pression correspondant à la chute d'essai, on obtient une forme adimensionnelle de la puissance acoustique [76]:

$$pag = \frac{PAG \cdot \frac{\rho S}{A}}{(\rho E)^2}$$

4.3.2 Résultats d'essai

4.3.2.1 Amplitudes et puissances acoustiques

La figure 4-18 montre le spectre d'amplitude des fluctuations de pression à l'entrée de la bache spirale de notre turbine Francis de vitesse spécifique $v = 0.515$, à $0.81 \psi_{ref}$ et $0.79 \varphi_{ref}$, $n = 13.3$ Hz sous $E = 117.7$ J/kg. On distingue clairement la fluctuation de pression associée à la précession à $0.28 n$ et l'oscillation de 80% de charge, ici à $1.34 n$. Ces deux fluctuations ont à peu de chose près la même amplitude: $\Delta H/H \approx -40$ dB, c'est à dire 1% RMS. La fluctuation plus faible de -60 dB (0.1%) à $0.4 n$ est associée aux oscillations libres de l'aspirateur. L'analyse intensimétrique fait apparaître la puissance acoustique directe, rayonnée du modèle vers le circuit, la puissance acoustique inverse, rayonnée par le circuit, et la puissance acoustique globale, différence des deux, qui donne le flux net d'énergie acoustique du modèle vers le circuit d'essai.

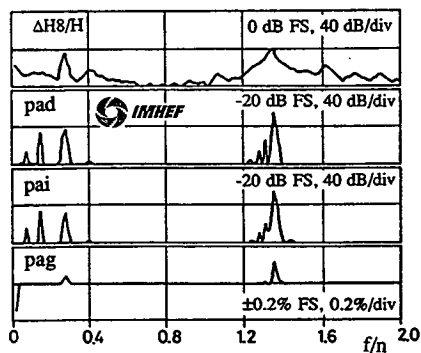


figure 4-18: Analyse intensimétrique

Deux raies de puissances acoustiques directe et inverse, à $0.075 n$ et $0.15 n$, s'annulent: la puissance acoustique globale est insignifiante. Il s'agit là d'ondes stationnaires à 1 et 2 Hz. Des modes d'oscillations libres du circuit d'essai dans cette bande de fréquences avaient déjà été mis en évidence lors de travaux préliminaires de caractérisation dynamique [55, 109].

L'oscillation à la fréquence de précession est bien porteuse de puissance. Ce résultat est encourageant, puisque la précession de charge partielle est un exemple classique d'excitation d'un circuit par une turbine Francis. On note tout de même que la puissance inverse est presque aussi grande que la puissance directe: une onde stationnaire se forme dans le circuit à cette fréquence. Elle affecte l'amplitude observée. Il faudrait calculer l'impédance hydraulique locale pour savoir si les oscillations sont amplifiées ou atténuées. Quoi qu'il en soit, l'indication de la puissance acoustique globale est indépendante du système d'ondes stationnaires. Elle qualifie l'excitation du circuit par la machine.

L'oscillation de 80% de charge, à $1.34 n$, toujours sur la figure 4-18, émet vers la conduite d'alimentation une puissance acoustique trois fois plus grande que l'oscillation de précession de charge partielle. Là aussi, les puissances directe et inverse sont toutes deux importantes. Les oscillations de plus faible amplitude observées au-dessus de $1.6 n$ sont insignifiantes du point de vue des puissances acoustiques.

Les commentaires sur cet exemple d'analyse intensimétrique peuvent se résumer comme suit:

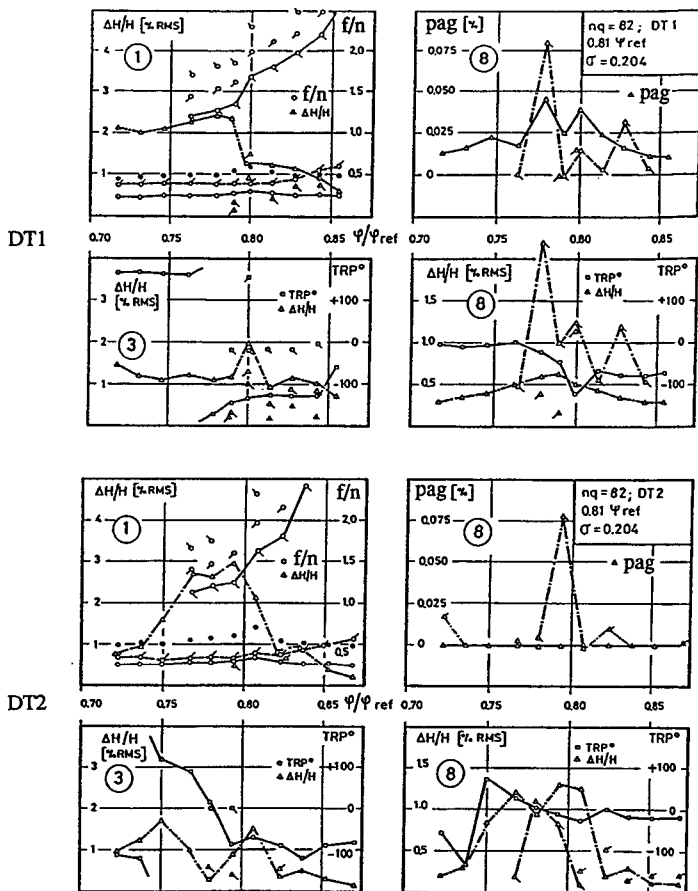
- Le circuit d'essai est très réverbérant: une construction visant à minimiser les pertes de charge entraîne des réflexions très localisées dans le circuit. Les systèmes d'ondes stationnaires qui en résultent introduisent une distorsion des amplitudes des fluctuations de pression.
- Dans cet essai, aucune perturbation n'est émise par le circuit. Les fréquences naturelles du circuit sont au-dessous de la bande de fréquences intéressante pour l'essai de stabilité.
- Les phénomènes considérés comme des sources d'excitation du circuit par la machine sont bien générateurs de puissance acoustique. D'autres composantes spectrales du signal de pression n'apparaissent pas dans le diagramme de puissance acoustique globale.

4.3.2.2 Qualification d'un tracé de machine par la puissance acoustique

L'analyse intensimétrique est appliquée ici à l'étude du comportement dynamique du modèle $v = 0.515$ avec deux aspirateurs [76]. L'aspirateur DT1 est de type conventionnel, avec une section rectangulaire en fin de coude et un pilier central. L'aspirateur DT2 (dit "tuyau de poêle") est constitué de deux tuyaux coniques assemblés par un coude torique. L'exploration est concentrée sur la fin de la charge partielle, autour de $0.8 \Phi_{ref}$, à $0.81 \Psi_{ref}$ (§ 4.2.1.3).

Les diagrammes de la figure 4-19 montrent les fréquences relatives, les amplitudes des fluctuations de pression, les puissances acoustiques globales et les déphasages pour les phénomènes significatifs observés avec les deux tracés d'aspirateurs. La roue et les conditions d'essai sont identiques.

Les fréquences de précession, y compris l'harmonique 2, sont les mêmes dans les deux configurations. La fréquence d'oscillation libre du fluide dans l'aspirateur est systématiquement plus élevée dans l'aspirateur DT1. Ceci est essentiellement dû à une différence d'inertie fluide.



- □ oscillation de pression associée à la précession
- fréquence harmonique 2 de la précession
- σ fréquence des oscillations libres de la colonne d'eau dans l'aspirateur
- α Δ □ ρ Δ, δ ∇ oscillations de 80 % de charge
- : fréquence relative Δ : amplitude relative □ : déphasage (référence cône aval)

figure 4-19: Amplitudes des fluctuations de pression et analyse intensimétrique de l'oscillation de 80 % de charge pour les aspirateurs DT1 et DT2. (1) cône aval, (3) cône amont, (8) conduite d'alimentation

Le mouvement de précession ne s'accompagne pas d'émission de puissance acoustique avec l'aspirateur DT2 (tracé "Tuyau de poêle"). Ceci est d'autant plus intéressant que les lectures brutes d'amplitudes à l'entrée de la bêche spirale indiquaient des oscillations plus importantes pour l'aspirateur DT 2 que pour le DT 1. Ainsi, le traitement intensimétrique donne une démonstration de son efficacité. Incidemment, des essais supplémentaires à différentes valeurs

de ψ ont montré que DT 2 émet plus de puissance acoustique que DT 1 au-dessus de $0.9 \psi_{ref}$, et beaucoup moins au-dessous de $0.9 \psi_{ref}$.

Une résonance du fluide dans l'aspirateur a lieu à $0.78 \varphi_{ref}$ avec le DT2. Ceci ressort des observations suivantes:

- Les fréquences de précession et d'oscillations libres sont très proches l'une de l'autre;
- Les fluctuations associées au champ tournant de pressions sont amplifiées au cône aval et atténuées au cône amont;
- Le déphasage entre les signaux des capteurs cône amont et cône aval passe progressivement à zéro à la résonance et change de signe de part et d'autre;
- Les amplitudes dans la conduite d'alimentation sont relativement importantes.

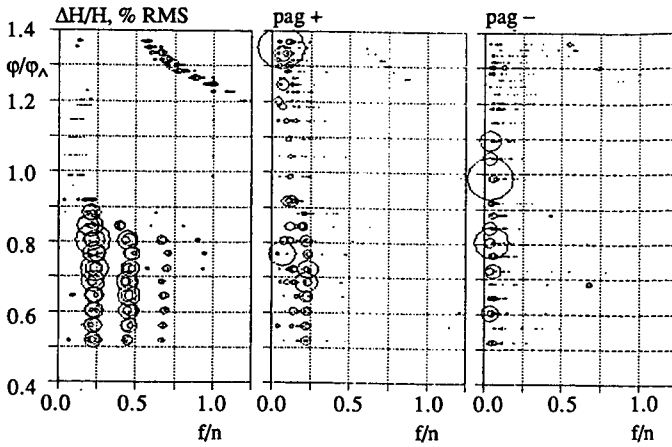
Avec tous ces symptômes de résonance, aucune émission de puissance acoustique n'est ressentie à la fréquence de précession. Dans d'autres conditions de fonctionnement, par contre, des pics positifs bien détachés de puissance acoustique globale apparaissaient à la résonance de l'aspirateur.

α , ρ , δ etc. représentent les oscillations de 80% de charge. Une particularité intéressante de cette série d'essais est la nette émission de puissance acoustique liée à l'oscillation de 80% de charge (α) à $0.78 \varphi_{ref}$ dans l'aspirateur DT1 et à $0.79 \varphi_{ref}$ dans le DT2. Le même module de puissance est atteint, avec des débits qui diffèrent de 1% du débit optimal. On peut naturellement se demander si cet écart en φ est significatif, mais le fait est que l'évolution des fréquences est décalée d'autant. Notons également que bien que les valeurs de la puissance acoustique globale soient les mêmes, les amplitudes des oscillations à l'entrée de la bache sont différentes. L'oscillation de 80% de charge, donc, semble indépendante du tracé du coude de l'aspirateur. Ceci avait été établi d'une façon plus empirique à l'occasion de la comparaison d'aspirateurs conventionnel et de type Moody [73]. Les fluctuations étaient en gros les mêmes; seul le pilier central de l'aspirateur Moody, allant du fond du coude à l'ogive de roue (§ 4.4.3.2), éliminait ce phénomène.

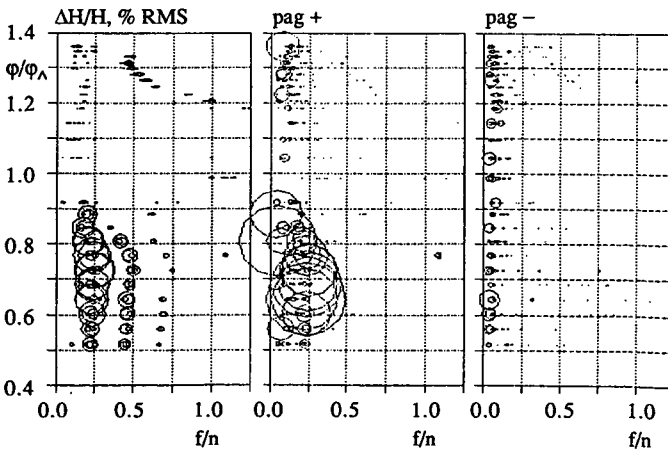
Aucune puissance acoustique globale significativement négative n'est lue sur les diagrammes. Ceci montre que le modèle de turbine est la principale source d'excitations. Ce n'est pas toujours le cas. Sous certaines conditions de fonctionnement, particulièrement à bas ψ , des vibrations intenses de la conduite du côté haute pression se faisaient sentir. La plate-forme d'essais entière est parfois entrée en vibrations. Pour les points correspondants, la puissance acoustique globale prenait des valeurs négatives à la fréquence des oscillations de 80% de charge, et parfois même à la fréquence de précession. Cela veut dire que le modèle recevait de l'énergie vibratoire émise par le circuit. Comme ces plages de puissance acoustique globale négative étaient toujours placées en bordure d'émissions positives, cela semble être dû à un effet marginal d'amplification, lié à des mouvements de la conduite au voisinage du coude à ailettes 5 m en amont de l'entrée de la bache spirale.

4.3.3 Systématisation du dépouillement

$$\begin{aligned} \psi/\psi_\Lambda &= 1.00 & \sigma_{Te} &= 0.28 \\ E &= 147 \text{ J/kg} \end{aligned}$$



$$\begin{aligned} \psi/\psi_\Lambda &= 1.00 & \sigma_{Te} &= 0.20 \\ E &= 147 \text{ J/kg} \end{aligned}$$



○ $\Delta H/H = 2.0 \% \text{ RMS}$
 pag = $0.1 \cdot 10^{-3}$

figure 4-20: Fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur et puissance acoustique globale pour l'essai à ψ_{ref} d'un modèle réduit de turbine $v = 0.516$, $\sigma = 0.280$ et $\sigma = 0.200$

Les résultats discutés ci-dessus étaient obtenus par un tri manuel des fréquences, sur la base de critères d'amplitude et de phase. Cette méthode a l'inconvénient de ne retenir que les fréquences dominantes des oscillations; leurs bandes latérales sont exclues du traitement, si bien qu'on ne fait plus la différence entre une oscillation très périodique (spectre de raies) et une oscillation pseudo-périodique (spectre à bandes plus larges). Une autre approche de l'analyse intensimétrique consiste à mener le calcul sur l'ensemble de l'information spectrale et de restituer puissances acoustiques, fréquences et coefficient de débit (ou tout autre paramètre d'essai) sous une forme tridimensionnelle.

De telles restitutions graphiques sont données sur la figure 4-20, pour une coupe à ψ_{ref} sur un modèle de turbine Francis $v = 0.516$. Les spectres d'amplitude des oscillations de pression et des puissances acoustiques globales sont disposés horizontalement, le diamètre des cercles indique le module. Les puissances acoustiques globales positives (émission nette du modèle vers le circuit) et négatives (émission nette du circuit vers le modèle) sont séparées pour rendre la lecture plus facile. Le paramètre d'essai (ici le débit relatif ϕ/ϕ_{ref}) est sur l'axe vertical et les fréquences relatives, sur l'axe horizontal.

L'analyse montre qu'à très basse fréquence, le circuit d'essai rayonne de la puissance vers le modèle de turbine. En revanche, la nature active de l'oscillation de précession vers 0.24 n de 0.5 à 0.9 ϕ_{ref} ne fait aucun doute. A $\sigma = 0.20$, la fréquence d'oscillations libres de l'aspirateur s'approche d'avantage qu'à $\sigma = 0.28$ de la fréquence de précession, et l'amplitude des fluctuations de pression est plus grande. Cette interaction est très sensible en termes de puissances acoustiques. L'oscillation de forte charge ne rayonne pas une puissance acoustique significative.

Ainsi exploitée, l'analyse intensimétrique des oscillations hydrauliques qui accompagnent le fonctionnement des turbines permet de dégager, sans intervention subjective, une image intéressante des principaux phénomènes mis en jeu.

4.4 Discussions générales, influences particulières

4.4.0 Préliminaires

Au paragraphe 4.4, la discussion des résultats d'essais est élargie à l'influence des paramètres d'essai et au tracé hydraulique du modèle. La mise en oeuvre et les effets de différents palliatifs sont exposés.

4.4.1 Influences générales des paramètres d'essai

4.4.1.1 Chute d'essai (énergie hydraulique massique absorbée par la turbine)

Des conditions d'écoulement semblables à celle de la machine prototype peuvent être réalisées dans toute une gamme de chutes d'essai, avec des vitesses de rotation adéquates. Les limites seront imposées par les puissances de la pompe d'alimentation et du frein ou par la résistance mécanique du modèle vers les hautes chutes, ou encore par la stabilité de fonctionnement de la pompe et la sensibilité des instruments de mesure vers les basses chutes.

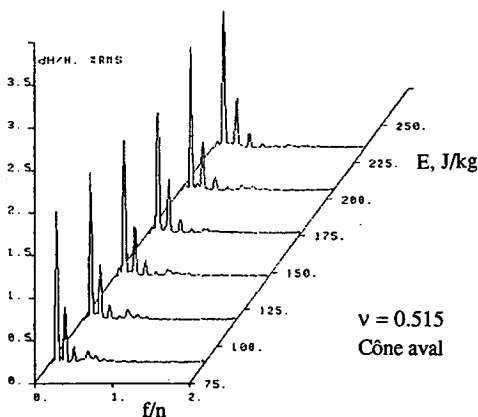


figure 4-21: Influence de la chute d'essai sur les fluctuations de charge partielle

La chute d'essai est choisie dans une plage favorable du point de vue du réglage des régimes de fonctionnement et de la mesure des grandeurs fluctuantes. En effet, comme on l'a vu au § 3.2, la chute d'essai qui réaliserait la similitude de Reynolds est inaccessible et, par ailleurs, la chute de Froude est dans la plupart des cas difficilement praticable. La similitude des conditions de cavitation ne sera donc à proprement parler respectée qu'à la cote de référence pour le calcul de σ (§ 3.2.2.3). Il est donc essentiel de choisir correctement cette cote pour minimiser l'influence marginale de la chute d'essai sur le comportement dynamique observé.

Partant de cette réflexion, différents auteurs ont proposé une cote de référence un diamètre de roue au-dessous de la roue, ou à la moitié de la profondeur de l'aspirateur, sans jamais apporter de justification expérimentale à ce choix [102]. En réalité, les développements de vapeur dans

l'aspirateur sont visuellement indépendants de la chute si la cote de référence de σ est placée à la sortie de la roue [71,79]. Cette observation est étayée par le fait que la fréquence relative des oscillations libres ne dépend pas sensiblement de la chute d'essai avec cette même référence (figure 4-22).

La fréquence et l'amplitude relatives des oscillations associées à la précession de charge partielle sont à la base indépendantes de la chute d'essai [28]. En réalité, suivant les caractéristiques dynamiques du circuit d'alimentation, il peut y avoir des variations dans l'amplitude relative des fluctuations de pression. Ces distorsions sont cependant éliminées par une analyse intensimétrique des signaux.

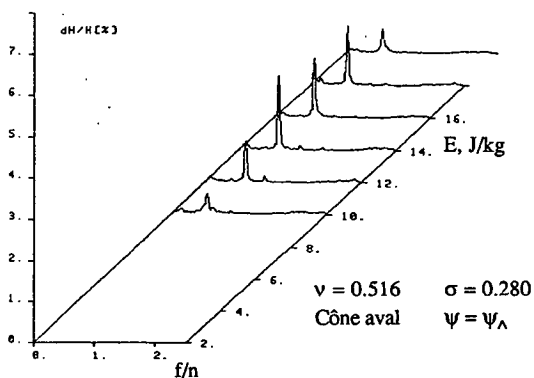


figure 4-22: Influence de la chute d'essai sur les pulsations de forte charge

L'amplitude des oscillations libres de forte charge, justement, dépend fortement de la dynamique de la conduite d'amenée. Suivant la configuration du circuit, une variation de la chute d'essai peut fortement affecter le niveau des fluctuations de pression, et même l'évolution de l'amplitude en fonction des paramètres d'essai (coefficient de débit, σ). Ici, l'analyse intensimétrique à l'entrée de la machine n'aide pas beaucoup le diagnostic, puisque les émissions de puissance acoustique à forte charge sont très faibles, voire inexistantes.

4.4.1.2 Nombre de Thoma

Le nombre de Thoma σ influence principalement le volume de vapeur dans l'aspirateur à un régime de fonctionnement donné: plus σ sera bas, plus le volume de vapeur sera important. Comme la fréquence des oscillations libres dépend de la compressibilité de l'écoulement dans l'aspirateur [28, 64, 73], elle sera affectée par une variation de σ .

L'expérience montre que, aussi bien à charge partielle qu'à forte charge, la fréquence des oscillations libres de la colonne liquide dans l'aspirateur varie linéairement avec σ (figures 4-10 et 4-23).

A charge partielle, on a vu qu'il existait une valeur de σ pour laquelle ces oscillations libres se produisent à la fréquence de précession (§ 1.2.2.2). Comme on peut s'y attendre, la colonne liquide entre alors en résonance. La manifestation principale de cette résonance est une mise en phase des fluctuations de pression dans une section donnée du cône de l'aspirateur. Il n'y a pas forcément d'accroissement de l'amplitude en un point donné de la périphérie: le champ pulsant de la réponse sera forcément en opposition de phase avec le champ tournant de pressions associé à l'excitation, sur une partie de la circonférence du cône de l'aspirateur (figure 4-7). A cet endroit, la résonance pourra se manifester par une baisse de l'amplitude observée. La résonance de charge partielle s'accompagne la plupart du temps d'une forte émission de puissance acoustique vers la conduite d'alimentation.

Marginalement, on a vu que le volume de vapeur de la torche modifiait le champ de vitesses dans le cône, et donc la fréquence de la précession (§ 4.2.2.3 et annexe 1). On a pu montrer que cet effet se manifeste à bas σ par un palier entre deux valeurs constantes de la fréquence du champ tournant de charge partielle.

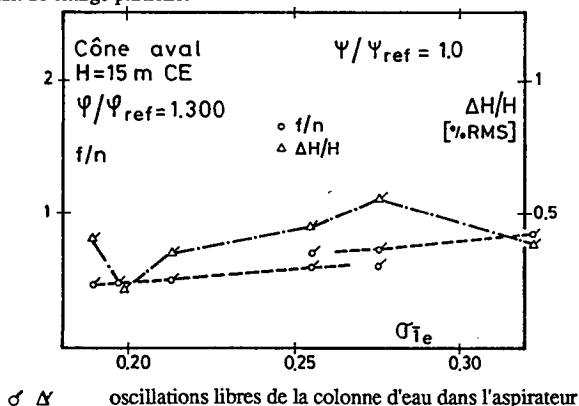


figure 4-23: Influence de σ à forte charge

A très bas σ à forte charge, la cavitation s'intensifie sur la sortie des aubes de la roue, à tel point qu'il y a quasiment séparation de la colonne liquide. Une oscillation d'ensemble à basse fréquence (en continuité avec l'oscillation libre de forte charge), avec de grandes amplitudes, domine alors la dynamique de l'ensemble [64, 108, 110]. Il faut remarquer que ces régimes de fonctionnement sont assez peu réalistes du point de vue de l'exploitation des machines prototypes.

4.4.2 Aspects liés au tracé de la machine

4.4.2.1 Machines lentes et rapides

On a vu au § 1.1.1.3 que la position des aubes dans le canal de la roue dépendait de la vitesse spécifique de la turbine. On comprend dès lors aisément que les distributions de vitesses en sortie de roue soient liées statistiquement à v .

Comme on l'a vu au § 1.1.2.3, la part d'énergie cinétique à la sortie de la roue dans l'énergie hydraulique mise à disposition de la machine varie de 1% pour les turbines très lentes à plus de 10% pour les très rapides. Il serait donc en principe indiqué de réaliser des aspirateurs plus profonds pour les turbines rapides, afin de récupérer un maximum d'énergie cinétique résiduelle avant d'aborder le coude et les perturbations d'écoulement qu'il entraîne. En réalité, les statistiques indiquent une tendance inverse [62]: la profondeur relative du coude est d'autant plus faible que la vitesse spécifique est grande. Cela est dû aux dimensions absolues des machines: les roues lentes d'un diamètre de sortie supérieur à 5 m sont très rares, et la construction d'un aspirateur relativement profond n'est pas d'un coût prohibitif pour une petite machine.

Les turbines de grande vitesse spécifique sont beaucoup plus exposées que les turbines lentes aux phénomènes dynamiques liés à la précession de l'écoulement dans l'aspirateur (figure 4-5). Par ailleurs, les lois de section et les formations de vapeur différentes dans les aspirateurs des turbines lentes et rapides influenceront les fréquences relatives des oscillations libres.

Les vitesses d'écoulement relativement plus grandes dans les turbines rapides les exposent davantage aux dommages dus à la cavitation. Pour contrer cet effet, la cote d'implantation des machines dépend de la vitesse spécifique par le biais du nombre de Thoma σ . La valeur minimale admissible de σ sera statistiquement plus faible pour les turbines lentes que pour les turbines rapides. Différents auteurs ont proposé des expressions numériques qui lient σ et v du point de vue de la cavitation d'aubage [53].

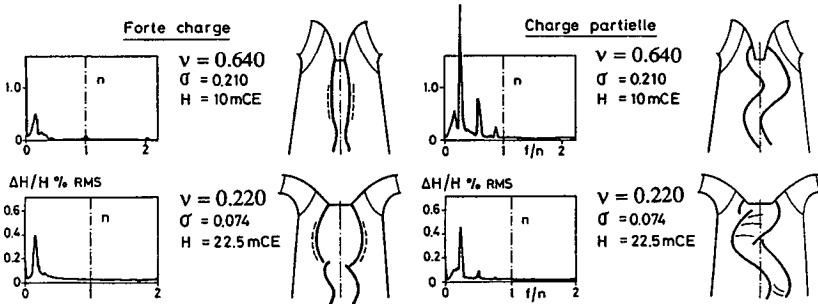


figure 4-24: Torches et fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur pour des turbines de vitesse spécifique $v = 0.216$ et $v = 0.640$

Nous venons de voir que les instabilités possibles de l'écoulement à la sortie de la roue étaient influencées d'une part par le nombre de Thoma, d'autre part par la vitesse spécifique. La comparaison directe des phénomènes dynamiques accompagnant le fonctionnement des turbines de v différents ne peut donc pas vraiment se faire à σ égal: pour une qualification générale d'un tracé de machine, un nombre de Thoma de référence doit être fixé en fonction de la vitesse spécifique [72]. Une relation commode pour l'évaluation de ce σ de référence est [87]:

$$\sigma_{\text{ref}} = \frac{0.2}{\Psi_{TeA}}$$

En effet, le coefficient d'énergie optimal dépend également de la vitesse spécifique, mais il est souvent plus facile à chiffrer, en l'absence de données expérimentales complètes, que v , dont on ne sait jamais trop s'il est évalué avec un débit nominal ou optimal.

La comparaison de machines différentes, chacune à son nombre de Thoma de référence σ_{ref} , met en évidence des comportements dynamiques certes différents d'un tracé à l'autre, mais fait apparaître les mêmes types de phénomènes dans les mêmes plages de fréquences relatives pour des turbines lentes comme pour des turbines rapides.

4.4.2.2 Position du sommet et divers

Dans la rubrique des particularités diverses de tracé qui peuvent influencer le comportement dynamique d'une turbine Francis, on rencontre toutes les nuances qui composent l'art du constructeur. La longueur, le nombre et les détails de forme des aubes de roue, la géométrie de la bêche spirale, du cercle d'entretoise et du distributeur, le tracé du cône et du coude d'aspirateur, les piliers dans sa partie horizontale, peuvent modifier significativement les caractéristiques dynamiques d'une machine. C'est pourquoi il ne faut pas trop attendre des approches trop globales et des prédictions de comportement dynamique sur la base de statistiques. Chaque tracé de turbine mérite une attention particulière.

Dans tous ces développements, le coefficient de débit ϕ est exprimé en valeur relative, par rapport au coefficient de débit de meilleur rendement. Cette référence est pratique dans la mesure où elle est fixée sans équivoque par les résultats de mesures en régime permanent. Elle n'est en revanche pas vraiment adéquate pour la description des champs de vitesses à la sortie de la roue. La recherche d'une énergie cinétique résiduelle minimale au régime de fonctionnement optimal conduirait à y imposer une rotation de sortie de roue Cu_1 nulle. En réalité, une légère rotation résiduelle améliore les performances de l'aspirateur, et donc augmente le rendement du transfert de puissance. Le savoir-faire du concepteur de la turbine intervient dans les distributions de vitesses qu'il adopte à la sortie de la roue pour le régime de tracé: on n'imagine pas, par exemple, de chercher à obtenir une valeur constante de Cu_1 sur toute l'arête de sortie de la roue. Dans la règle, le sommet de la colline de rendement sera en marge de la zone sans torche, du côté de la charge partielle. On pourra parfois encore observer à ce régime un mouvement de précession marqué, bien que l'amplitude des fluctuations de pression soit en principe très faible.

Dans le cas particulier de la comparaison de machines différentes pour l'équipement d'un même site, la question de la position du sommet peut même prêter à confusion. Pour atteindre un même régime nominal et tirer le meilleur parti des pondérations attribuées aux divers points de fonctionnement garantis, tel ou tel constructeur va placer différemment le régime de meilleur rendement. Comme les paramètres d'essai sont rapportés à une référence unique de ϕ et ψ , le sommet de la colline peut très bien se trouver ailleurs qu'à $\phi/\phi_{ref} = \psi/\psi_{ref} = 1.0$. Il faut alors clairement indiquer pour chaque machine les limites de la zone sans torche et la position du point de meilleur rendement.

La figure 4-25 montre les fluctuations de pression relevées en paroi du cône de l'aspirateur, sur deux modèles réduits de turbines de vitesse spécifique moyenne proposées pour l'équipement

d'un même site. La bêche spirale et l'aspirateur sont identiques. Le nombre et la longueur des aubes de la roue, ainsi que le tracé de l'anneau d'entretoises, sont différents. La chute d'essai est 289.9 J/kg, le nombre de Thoma est $\sigma = 0.134$ pour la roue 1 et 0.140 pour la roue 2, pour tenir compte du fait que les élévations de sortie de roue sont différentes. Les vitesses spécifique effective sont $v_A = 0.386$ pour la roue 1 et $v_A = 0.375$ pour la roue 2.

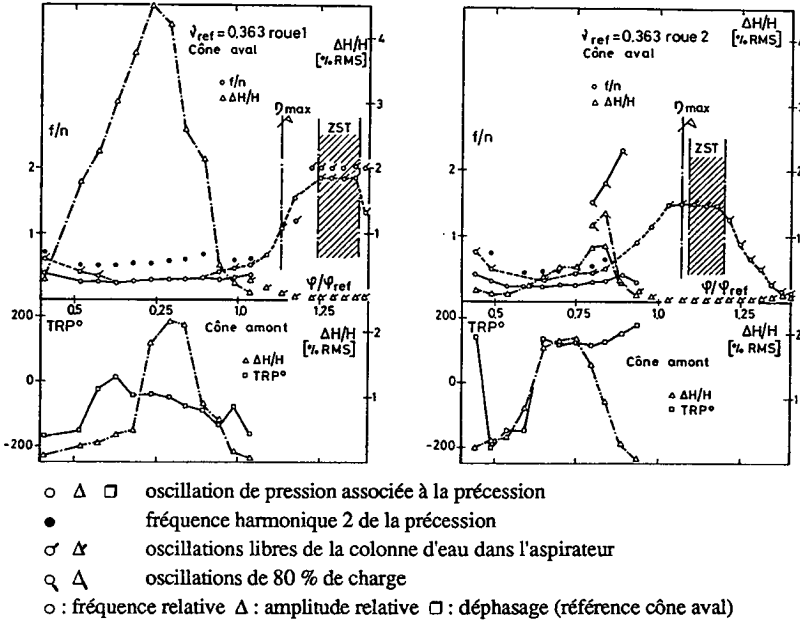


figure 4-25: Fluctuations de pression avec deux roues proposées pour une turbine de vitesse spécifique moyenne. Les aspirateurs sont identiques.

Les différences dans le positionnement de la zone sans torche (ZST) sont remarquables. Pour satisfaire aux mêmes pondérations de rendement, la roue 1 doit travailler efficacement avec une rotation résiduelle globale bien plus élevée que la roue 2 à charge partielle. Cela n'explique que partiellement l'écart de 530% entre les amplitudes maximales de l'oscillation de pression associée à la précession! On peut encore remarquer que la fréquence des oscillations libres de la colonne liquide dans l'aspirateur de la roue 1 coïncide dans une large plage de ψ avec la fréquence de précession. On observe donc une magnifique résonance, bien visible d'après le déphasage quasiment nul entre les fluctuations de pression de part et d'autre du cône de l'aspirateur.

Avec la roue 1, la fluctuation de pression à charge partielle est plus marquée sur la face aval du cône d'aspirateur, du côté intérieur du coude, que sur la face amont: le centre du mouvement de précession est décalé vers l'intérieur du coude, comme c'est le cas le plus souvent. L'écoulement à la sortie de la roue 2, en revanche, définit une précession décentrée vers la face amont du cône d'aspirateur. Cette particularité explique le très faible niveau des amplitudes observées sur le cône aval.

4.4.3 Palliatifs

4.4.3.1 Admission d'air

L'aération de l'écoulement dans la turbine tient une bonne place dans la panoplie des procédés palliatifs. De nombreux auteurs ont commenté les possibilités d'injection d'air comprimé à l'entrée de la roue ou en paroi de l'aspirateur, ou encore d'aspiration naturelle d'air à pression atmosphérique par l'ogive de roue ou par un montage dans le cône de l'aspirateur [57, 60, 107, 115, 124].

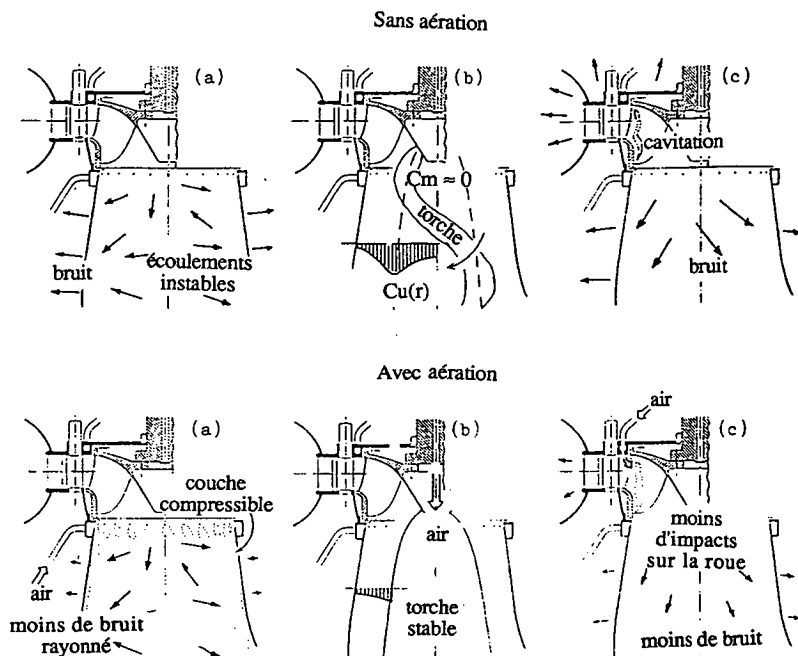


figure 4-26: Systèmes d'injection d'air [Dörfler]

S'il est à peu près admis que l'admission d'air réduit généralement les chocs et le bruit de fonctionnement, l'influence de l'aération sur la stabilité de fonctionnement est en fait assez mal connue. Dans certains cas, à charge partielle comme à forte charge, l'admission d'air réduit spectaculairement l'amplitude des oscillations; dans d'autres cas, elle a plutôt tendance à aggraver l'instabilité.

Si l'injection de grandes quantités d'air (plus de 1% du débit-volume d'eau) nuit certainement au rendement de la turbine, des débits d'air de l'ordre de 0.1 à 0.3% n'entraînent pas de perte significative de rendement. On a même pu observer dans certains cas un très léger accroissement du rendement, bien que cette hausse soit à peine supérieure à la marge d'erreur

des mesures. Quoi qu'il en soit, si l'air ne peut pas être aspiré naturellement, la consommation de puissance des compresseurs et leur entretien accroissent les charges de maintenance des turbines.

Des différentes possibilités d'injection, l'aération par l'ogive est généralement considérée comme la plus satisfaisante. En effet, elle ne nécessite pas d'organes fixes dans le cône d'aspirateur, susceptibles de nuire au rendement et dont la tenue mécanique est parfois problématique. Par ailleurs, la pression statique dans la région centrale du cône de l'aspirateur est suffisamment basse, dans les régimes difficiles du point de vue de la stabilité de fonctionnement, pour que l'aspiration d'air se fasse naturellement, sans l'aide d'un compresseur.

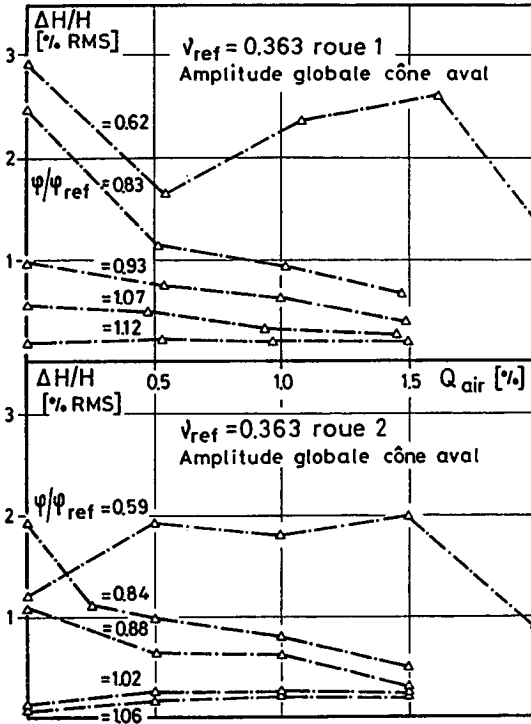


figure 4-27: Amplitude globale des fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur, en fonction du débit d'admission d'air

L'effet principal de l'aération par l'ogive est l'accroissement du volume de la torche. La compressibilité accrue de la colonne liquide dans l'aspirateur réduit la fréquence de ses oscillations libres. Les conditions de résonance et d'accord avec les ouvrages d'adduction sont ainsi modifiées. Secondairement, une poche de gaz plus volumineuse va affecter les distributions de vi-

tesse dans son voisinage. Il est difficile de dire a priori si ces distorsions vont atténuer ou amplifier l'intensité de l'excitation du système.

Les figures 4-27 à 4-30 montrent l'influence de l'aération par l'ogive sur les fluctuations de pression relevées en paroi de l'aspirateur pour la turbine de vitesse spécifique moyenne évoquée en § 4.4.2.2, avec ses deux roues. L'amplitude relative globale (large bande) et le spectre d'amplitude du signal sont donnés pour différents régimes de fonctionnement à ψ_{ref} , $\sigma = 0.134$ pour la roue 1 et $\sigma = 0.140$ pour la roue 2.

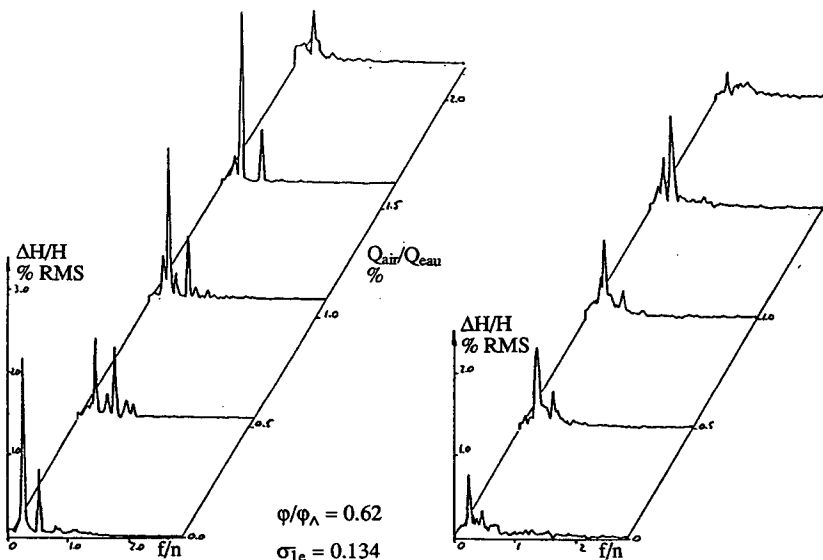


figure 4-28: Aération à charge partielle

Le premier point, figure 4-28, à $\phi/\phi_{ref} = 0.6$, est en marge de la charge partielle. L'admission d'air accroît le volume de la torche et abaisse fortement la fréquence des oscillations libres. Avec le lâcher de bulles dans l'écoulement, des harmoniques de l'oscillation libre apparaissent. D'une mesure à l'autre, on rencontre des modes non résonants ou résonants de divers ordres. Il est assez difficile d'interpoler entre deux mesures. A 2 % d'aération, la structure en hélice de la torche disparaît, ce qui explique l'effondrement des amplitudes. Le rendement est alors nettement réduit.

L'oscillation de 80 % de charge est bien visible sur la figure 4-29, à $\phi/\phi_{ref} = 0.8$. Elle se manifeste entre 0.6 n et 1.2 n avec la roue 1, et comme un groupe de pics autour de 2 n avec la roue 2. Elle disparaît complètement sous l'influence d'un très petit débit d'air. La structure en hélice de la torche disparaît dès 1 % d'air, avec une baisse de rendement. L'essai sans aération fait apparaître une fréquence des oscillations libres (pour les deux roues) légèrement inférieure à celle relevée sur la coupe à ψ_{ref} , réalisée avec de l'eau dégazée. La fréquence de l'oscillation de 80 % de charge, elle, ne semble pas affectée par l'air dissous.

A forte charge, figure 4-30, 0,5 % d'air suffisent pour accroître spectaculairement le volume de la torche. La fréquence de l'oscillation de forte charge est fortement réduite. Dans le cas de la roue 2, une pulsation bien marquée s'établit sous l'effet de l'aération. Cette méthode palliative doit donc être appliquée avec discernement, en fonction des observations à différents régimes de fonctionnement. Une injection d'air mal étudiée peut très bien dégrader les caractéristiques dynamiques d'une machine.

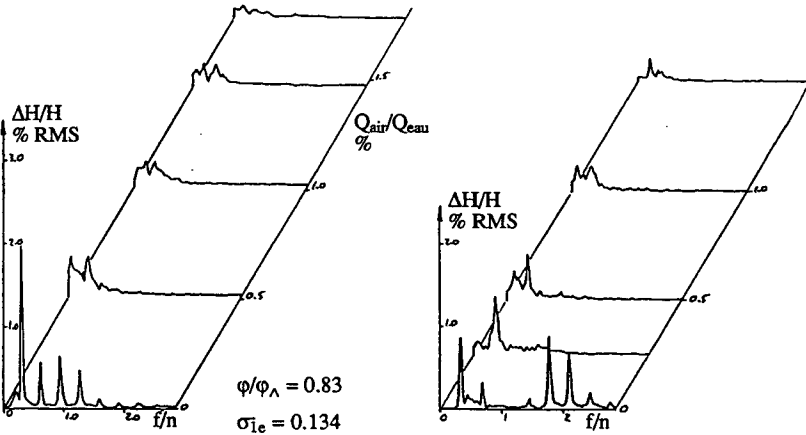


figure 4-29: Aération à 80 % de charge

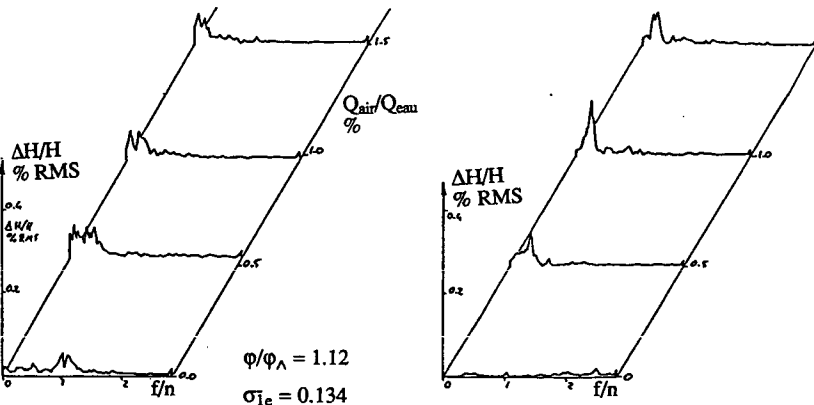


figure 4-30: Aération à forte charge

4.4.3.2 Piliers

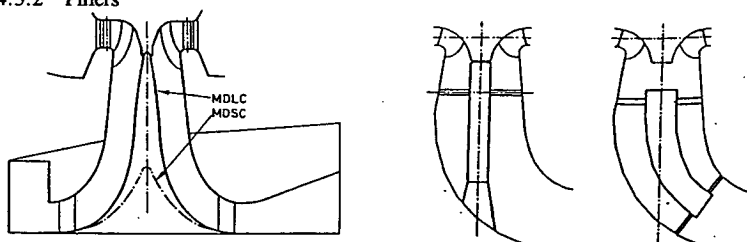


figure 4-31: Aspirateur Moody avec pilier central, aspirateurs coulés avec faux arbres traversants [57, 73]

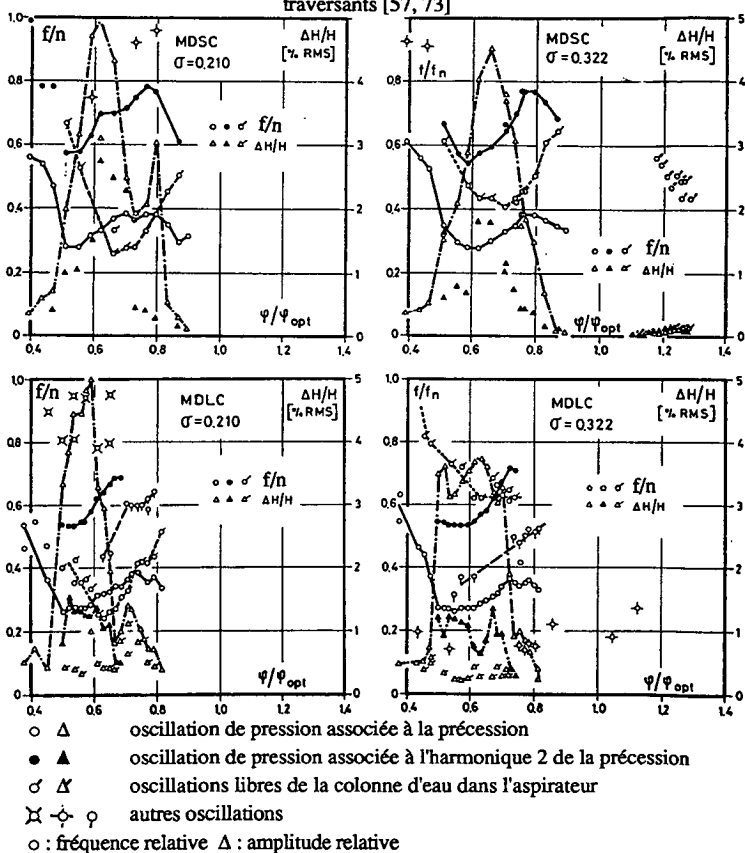


figure 4-32: Fluctuations de pression, aspirateur Moody avec et sans pilier central

Les piliers centraux sont un héritage des aspirateurs hydrocône, dont le plus connu est celui proposé par Moody [73]: pour de bonnes conditions de récupération de l'énergie cinétique rési-

duelle à la sortie de la roue, on estimait que le rayon de l'aspirateur devait croître comme le carré de la distance à la roue. Pour aider à satisfaire cette condition, un cône central était placé dans l'axe de l'aspirateur. Dans la mesure du possible, ce cône était prolongé jusqu'à la sortie de la roue.

Avec les changements dans les conditions d'exploitation des machines, on remarqua que les turbines avec pilier central avaient un comportement dynamique plus satisfaisant que celles dépourvues de pilier. Accessoirement, on fit la même constatation au sujet de petites turbines qui, du fait d'une implantation inhabituelle, étaient équipées d'un arbre traversant le cône de l'aspirateur et sortant par le coude. C'est pourquoi on trouve des turbines dont l'aspirateur, de tracé par ailleurs moderne, comporte une structure centrale dont la fonction est d'isoler la région de l'écoulement où les vitesses débitantes seraient autrement insuffisantes [57]. Ces piliers entraînent certains inconvénients. Outre la surface supplémentaire de frottement qu'ils offrent à l'écoulement, ils présentent un obstacle qui, s'il n'est pas soigneusement étudié, peut nuire sensiblement au rendement de la turbine. Par ailleurs, les forces instationnaires qui s'exercent sur ces structures sont très grandes, et la résistance mécanique des ancrages est à soigner tout particulièrement.

La figure 4-32 représente les fluctuations de pression observées en paroi de l'aspirateur d'une turbine Francis rapide avec un aspirateur hydrocône. L'essai est fait avec un pilier central (MDLC) s'élevant jusque dans l'ogive de la roue, et avec une version tronquée (MDSC): on soupçonnait les piliers de n'avoir pas résisté aux efforts qu'ils subissaient. Une troisième série d'essais, avec un fond d'aspirateur plat, a donné exactement les mêmes résultats qu'avec le cône tronqué. Le nombre de Thoma est fixé d'abord à une valeur de comparaison proche de $0.2/\psi$, $\sigma_c = 0.210$, puis à une valeur plus vraisemblable du point de vue de l'exploitation du prototype, $\sigma = 0.322$. Le pilier central n'empêche pas la formation de la torche hélicoïdale de charge partielle, mais modifie nettement son développement. En fait, si le comportement dynamique à charge partielle est peu différent à $\sigma = 0.210$, la différence entre les fréquences d'oscillations libres avec et sans pilier central à $\sigma = 0.322$ est frappante. Ceci s'explique par la déformation des champs de vitesses autour de la torche par la paroi du pilier, qui va modifier la compressibilité de la torche, comme on peut le voir sur les courbes de la figure 4-32.

Dans cet essai, le pilier central éliminait complètement l'oscillation de 80% de charge. A forte charge, il occupait l'espace de la torche et empêchait sa formation. Il supprimait donc aussi les pulsations de forte charge.

4.4.3.3 Ogives

Le rôle de l'ogive de roue dans la stabilité de l'écoulement est perçu depuis longtemps [18]. Cependant, l'effet est en réalité tellement subtil que les techniques d'essai ne permettent pas d'en expliquer tous les aspects. On admet généralement que l'ogive doit se prolonger jusqu'à la section de sortie de la roue (où on peut observer une torche lors des essais sur modèle réduit), pour créer de bonnes conditions d'aération par l'arbre [124]. En effet, comme on l'avait vu au § 4.4.3.1, on peut supposer que la pression y est très basse, et que l'aspiration naturelle d'air sera donc favorisée. La modification de l'ogive peut pourtant avoir d'autres effets.

La figure 4-33 montre les fluctuations de pression observées en paroi de l'aspirateur d'une turbine Francis rapide avec une ogive tronquée traditionnelle et avec un tube en extension, sans admission d'air. Les fluctuations associées à la précession de charge partielle sont inchangées.

En revanche, l'extension d'ogive réduit considérablement l'amplitude de la pulsation de forte charge. Le même effet spectaculaire a été obtenu sur le prototype [79]. Gardons-nous bien de généraliser cette solution: l'essai sur modèle réalisé sous d'autres chutes révèle parfois des pulsations plus fortes avec l'extension d'ogive! En fait, cette petite extension modifie peu la compressibilité de torche (une plus grande structure ajoutée pourrait beaucoup la changer). Elle génère certainement, en revanche, des champs de vitesses légèrement différents dans la région centrale de l'écoulement, où la vitesse débitante réduite, voire nulle ou inversée, produit les instabilités locales qui excitent les oscillations libres. On peut donc attribuer l'effet de cette extension à une modification de l'excitation, avec un effet différent selon la chute d'essai. Remarquons tout de même que la fréquence relative des oscillations est toujours la même, et que la pulsation est toujours parfaitement organisée, à des niveaux d'amplitude variables. Le danger d'instabilité est là dans tous les cas; quant à savoir si les oscillations seront gênantes sur le prototype, c'est une autre affaire.

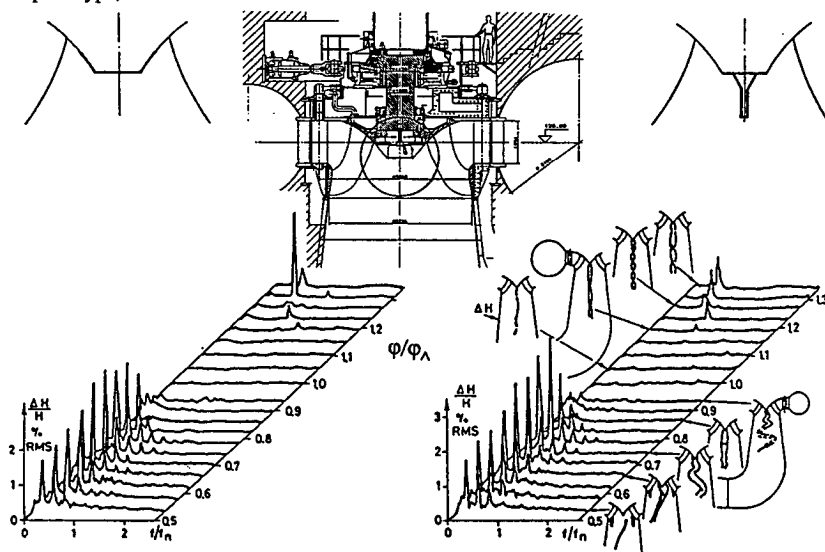


figure 4-33: Fluctuations de pression, ogive tronquée et tube Snorkel en extension

4.4.3.4 Divers

Des structures moins envahissantes que les piliers sont parfois installées dans les aspirateurs. Le plus souvent conçues pour apporter de l'air dans l'écoulement, elles peuvent également modifier le comportement dynamique de la machine en l'absence d'aération. Des ailerons primaires fixes, ou "fins", ou "guideaux", disposés en paroi de l'aspirateur, peuvent inhiber

la précession de charge partielle en s'opposant à la rotation de l'écoulement en sortie de roue. On leur adjoint parfois une faible injection d'air [57] pour minimiser les érosions de cavitation qu'ils occasionnent sur le blindage du cône d'aspirateur. Leur hauteur d'installation résulte d'un compromis: trop près de la roue, ils provoquent des pertes excessives; trop loin, ils deviennent inefficaces. L'usage des guideaux reste aujourd'hui du domaine des recettes industrielles établies empiriquement.

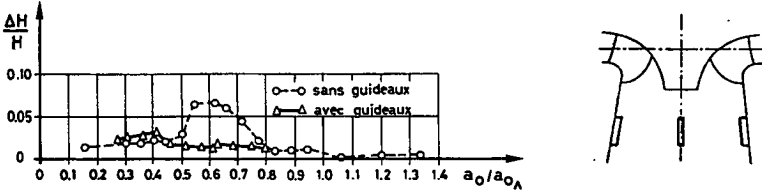


figure 4-34: Fluctuations de pression, avec et sans guideaux [57, 63]

Partant à nouveau du principe que l'instabilité est fortement liée à un déficit de vitesse débitante sur l'axe, on augmente parfois les lumières de sortie de la roue au voisinage de la couronne intérieure. Au prix souvent d'une légère perte de rendement, cette intervention repousse en principe vers de plus grands débits la limite d'apparition des pulsations de forte charge, puisqu'elle affecte aussi la composante périphérique (négative à forte charge) de la vitesse d'écoulement à la sortie de la roue. Les découpes d'aubage doivent cependant être envisagées avec la plus grande prudence. Il s'agit de ne pas réduire la résistance mécanique de la roue! De plus, les effets de la découpe sont a priori mal connus. On a pu observer des contradictions entre les résultats d'essais sur modèle réduit et les observations sur prototype.

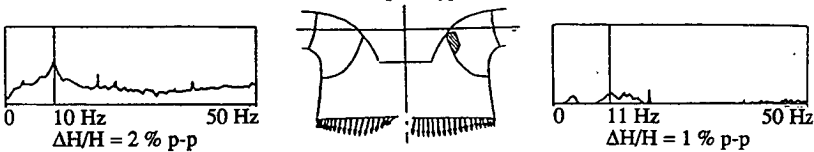


figure 4-35: Fluctuations de pression et distribution de vitesse méridienne, avant et après modification

4.4.3.5 Fonctionnement à vitesse variable

Marginalement, on pourrait résoudre presque tous les problèmes de stabilité de fonctionnement de turbines Francis, "simplement" en ajustant leur vitesse de rotation pour éloigner la fréquence d'excitation de la bande d'amplification. Comme la seule machine électrique susceptible d'équiper de grandes puissances dans des conditions acceptables de rendement et d'entretien est l'alternateur synchrone, cette remarque peut sembler peu pertinente. Des études sont cependant en cours pour la construction d'alternateurs synchrones à vitesse variable. Cette disposition pourrait être réalisée en redressant le courant à la sortie du groupe pour le transporter ensuite sur de grandes distances en courant continu et le remoduler à proximité des centres de consommation [130]. On fabrique également des rotors à bobinage triphasé, excités à basse fréquence. Le

champ rotorique est alors tournant, et la vitesse de rotation est égale à la différence des vitesses de champ du stator et du rotor [93].

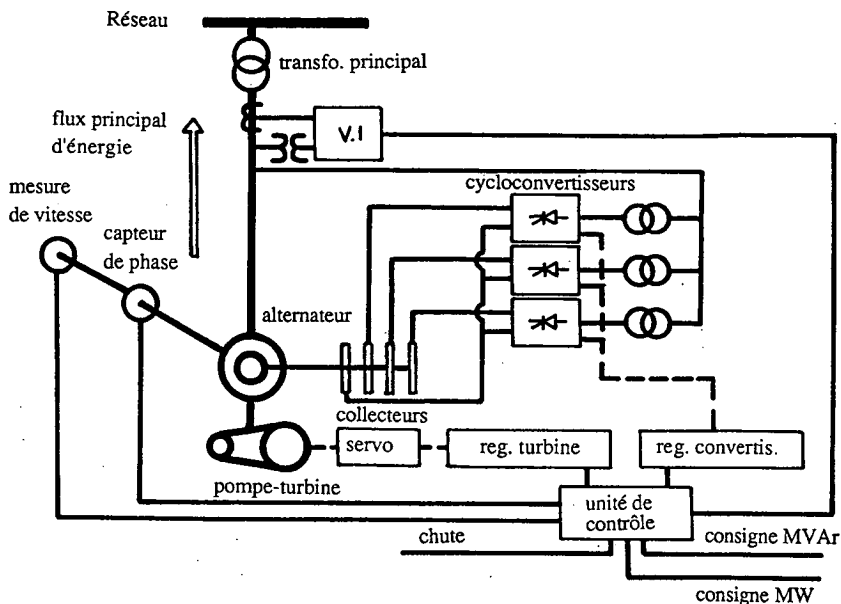
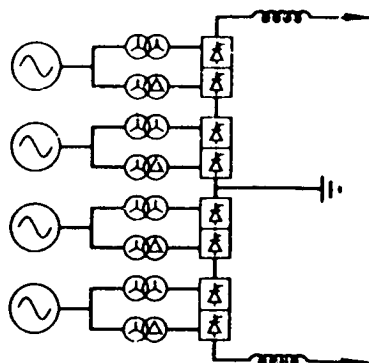


figure 4-36: Alternateurs synchrones à vitesse variable [93, 130]



5. Modélisation dynamique d'une machine hydraulique

5.1 Généralités

5.1.0 Préliminaires

Nous avons vu comment décrire les perturbations générées par une turbine Francis. Pour analyser la stabilité du système, il faut encore pouvoir calculer la propagation des perturbations à travers la turbine. Le paragraphe 5.1 définit le cadre de cette étude. Des modèles de transmission en temps et en fréquence sont proposés et les méthodes pour l'estimation de leurs paramètres sont décrites.

5.1.1 Cadre général de la recherche sur les caractéristiques de transmission

5.1.1.1 Rétrospective des travaux sur les caractéristiques de transmission

Depuis de nombreuses années, des calculs de régimes transitoires sont menés sur des circuits comportant des turbomachines hydrauliques. La machine y est traditionnellement représentée par sa caractéristique en régime permanent. L'effet hydro-élastique du volume de vapeur résultant de la cavitation est abordé dès le début des années 60. Dix ans plus tard, la perception du problème a considérablement évolué. Des modèles de comportement élémentaires sont proposés pour décrire la dynamique d'une pompe radiale [1, 11, 36, 133]. Une recherche de longue haleine mène ensuite à une formulation plus complète des caractéristiques de transmission de pompes [12, 13, 14, 15, 23, 81, 88]. Les années 80 sont marquées par des applications à l'hydraulique de puissance et aux circuits de pompage industriels. Divers groupes de travail élaborent parallèlement un ensemble de connaissances sur la façon d'exprimer, d'estimer et d'interpréter les caractéristiques dynamiques de pompes et de turbines [3, 9, 29, 30, 37, 38, 39, 74, 75, 77, 78, 82, 83, 84, 85, 118, 122, 123, 125].

5.1.1.2 Classification des fréquences

La description dynamique d'un système réel est faite en fonction de plages de fréquences. Si seules les variations d'état lentes - ou rapides - sont significatives, certains phénomènes deviennent tout à fait secondaires. La classification suivante est proposée pour décrire les mécanismes de propagation.

Les ordres de grandeur des fréquences en hydro-acoustique sont liés aux dimensions transversales des conduites, et donc aux dimensions de la machine. Aucune onde ne peut se propager dans une conduite dont le diamètre est plus grand qu'une demi-longueur d'onde. L'hypothèse de la propagation d'ondes planes cessera cependant d'être valable bien avant cette limite, comme on peut le constater en identifiant le mode d'oscillations sur la base de signaux de pression mesurés le long d'une conduite uniforme (§ 4.3.1.2, § 5.2.1.2). On admet donc une fréquence limite $f_c = S/20D$. Pour une conduite de diamètre $D = 0.1$ m avec une célérité d'onde

$S = 1000$ m/s, cette fréquence vaut 500 Hz, c'est à dire, typiquement, dix à quinze fois la fréquence de rotation. Sur un modèle réduit de dimensions courantes, $D = 0.4$ m avec la même célérité d'onde, f_c passe à 125 Hz, c'est à dire 8 à 13 n. Pour une turbine industrielle de dimensions moyennes, $D = 6$ m, toujours avec $S = 1000$ m/s, cette limite sera ramenée à $f_c = 8.3$ Hz, c'est à dire 4 à 6 n. On parlera de basses fréquences pour désigner des oscillations quasi-statiques, jusqu'à 10% de f_c . De 10 à 25% de f_c , on parlera de fréquences moyennes. Entre 25 et 50% de f_c , elles seront relativement élevées. Le domaine des hautes fréquences s'étendra de 50 à 100% de f_c .

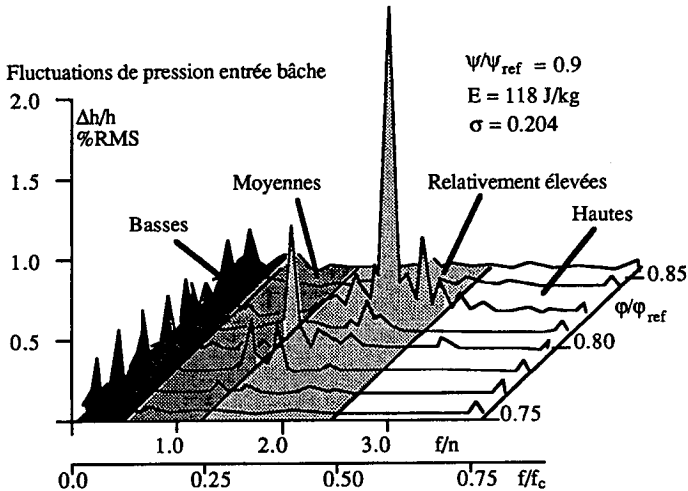


figure 5-1: Classification des fréquences et oscillations de pression dans la bache spirale (fréquences relatives pour une turbine de dimensions industrielles)

5.1.1.3 Transmission acoustique dans les pompes et les turbines

L'expérience montre que la caractéristique de transmission d'une pompe-turbine Francis est, en l'absence de cavitation, indépendante de son régime et de son mode de fonctionnement (pompe ou turbine) [74, 77]. Comme plusieurs groupes de travail étaient, au début de ce travail, déjà actifs dans la modélisation des caractéristiques de transmission et d'émissions acoustiques des pompes centrifuges [1, 8, 11 à 15, 23, 38, 82, 88, 122], les développements exposés dans ce chapitre sont plutôt orientés vers le fonctionnement en pompe.

Les caractéristiques d'émissions acoustiques des turbines sont très différentes de celles des pompes. Il ne faut pas chercher dans les sources acoustiques identifiées au § 5.3.2.2 une illustration des principes exposés au chapitre 4. En revanche, la formulation générale de la modélisation des sources est valable en pompe comme en turbine.

L'influence de la cavitation est commentée au § 5.2.3.3.

5.1.2 Modèles de transmission

5.1.2.1 Définitions

Le modèle de comportement d'un élément est l'ensemble des relations qui définissent la dynamique de cet élément. L'équation d'état [52] d'un système est élaborée à partir des modèles de comportement de tous ses composants. Elle donne la dérivée temporelle des variables d'état en fonction de leur valeur et de paramètres annexes (temps, grandeurs réglables). L'expression la plus simple d'un modèle de comportement est l'équation qui lie l'entrée et la sortie d'un élément de circuit décrit par une seule constante localisée.

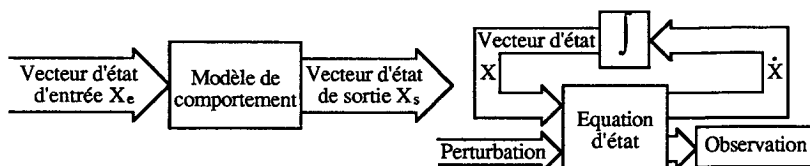


figure 5-2: Modèle de comportement d'un élément de circuit et modèle d'état d'un système dynamique

Pour construire le modèle de comportement, on dresse la liste de toutes les grandeurs d'état nécessaires à la description de l'élément de circuit, puis de tous les phénomènes qui influencent significativement la propagation ou la génération de grandeurs fluctuantes. Les paramètres particuliers à l'élément considéré sont évalués. Toutes les relations de ce modèle sont justifiées et les paramètres sont tirés de caractéristiques physiques connues ou évaluées sur la base de statistiques. On parle alors d'un modèle de connaissance.

La matrice de transmission d'un tronçon de conduite, le système d'équations qui permet d'y calculer le régime transitoire, la représentation de l'excitation par la manoeuvre d'une vanne sont des modèles de connaissance.

Souvent, les phénomènes dynamiques internes à l'élément de circuit sont difficiles à appréhender dans leur globalité. La description théorique ne suffit pas pour élaborer le modèle de connaissance. On recourt alors à un modèle de comportement estimé à partir de mesures. Comme la structure mathématique du modèle de comportement estimé est la plupart du temps arbitraire, ses coefficients ne représentent pas directement des quantités physiques. Ils peuvent être fortement dépendants des conditions d'expérience. Des précautions particulières sont nécessaires pour l'exploitation en conditions de fonctionnement "réelles" d'un modèle de comportement évalué en laboratoire.

Les techniques des circuits électriques et du réglage automatique font un large usage d'estimateurs de modèles de comportement [52, 96]. Les difficultés d'application de leurs méthodes aux turbomachines hydrauliques résident d'une part dans la difficulté à mesurer les fluctuations de débit-volume, et d'autre part dans les complications qui apparaissent quand on veut imposer un régime dynamique particulier à un circuit hydraulique.

5.1.2.2 Equation d'état, modèle temporel analogique ou discret

La mesure des pressions et des débits-volume instantanés, excités par le bruit de fond hydraulique ou par une excitatrice commandée, fournit des signaux, images des grandeurs $p(t)$ et éventuellement $q(t)$. Ces signaux sont en général échantillonnés, si bien qu'on dispose en fait de suites de valeurs discrètes $p(k)$ et $q(k)$. Les grandeurs p et q aux limites de la machine et leurs dérivées nécessaires à la description de la dynamique du système forment le vecteur d'état X . L'équation d'état s'écrit alors:

$$\dot{X}(t) = \mathcal{F}(X(t)) + \mathcal{G}(U(t)) \text{ ou dans le cas discret } X(k+1) = \mathcal{F}_k(X(k)) + \mathcal{G}_k(U(k))$$

Dans ces équations, U représente le vecteur des commandes ou perturbations apportées au système. Les fonctions \mathcal{F} et \mathcal{G} décrivent le régime libre du système et l'action des perturbations qui lui sont appliquées, avec les paramètres valables au temps t . Si \mathcal{F} et \mathcal{G} sont des fonctions explicites, indépendantes du temps et linéaires, alors on peut écrire sous forme matricielle:

$$\dot{X}(t) = [A]X(t) + [B]U(t)$$

5.1.2.3 Equation d'état, modèle fréquentiel

Dans le domaine fréquentiel, on travaille avec les transformées de Fourier $p_x(\omega)$ et $q_x(\omega)$ des pressions et débits $p_x(t)$ et $q_x(t)$. Elles forment le vecteur d'état du système $X(\omega)$. Les perturbations forment le vecteur $U(\omega)$. $X(\omega)$ et $U(\omega)$ prennent naturellement des formes beaucoup plus compactes que $X(t)$ et $U(t)$, puisque les grandeurs et leurs dérivées temporelles se rassemblent dans une seule grandeur complexe. On écrit alors:

$$j\omega X(\omega) = [A(\omega)] X(\omega) + [B(\omega)] U(\omega) \text{ ou } [[A(\omega)] - j\omega [I]] X(\omega) = - [B(\omega)] U(\omega)$$

On préfère souvent exprimer non pas le vecteur d'état du système, mais celui d'un point du système. Par exemple, pour la limite du côté haute pression de la machine d'essai, $X_{hp}^T(\omega) = [p_{hp}(\omega), q_{hp}(\omega)]$. On définit de même $X_{bp}(\omega)$ à la limite du côté basse pression. Par ailleurs, comme il est difficile de séparer pratiquement les perturbations $U(\omega)$ de leur matrice d'influence $[B]$, on définit volontiers un ou plusieurs vecteurs source $X_s^T(\omega) = [p_s(\omega), q_s(\omega)]$ pour rassembler les perturbations interne à la machine, qui n'ont rien à voir avec la transmission d'ondes d'une limite à l'autre. On pourra donc écrire selon le modèle de distribution de sources adopté, $X_{hp}(\omega) = [M(\omega)] X_{bp}(\omega) + X_s(\omega)$, ou $X_{hp}(\omega) = [M(\omega)] (X_{bp}(\omega) + X_{sbp}(\omega)) + X_{shp}(\omega)$, ou encore autre chose. On appellera équation homogène de transmission l'expression simplifiée $X_{hp}(\omega) = [M(\omega)] X_{bp}(\omega)$, où les perturbations internes à la machine n'influencent pas la propagation des fluctuations de pression et de débit-volume entre les brides basse pression et haute pression. La matrice $[M(\omega)]$ est appelée matrice de transmission, ou de transfert, ou de transférence, ou encore matrice caractéristique [25].

D'autres formulations sont possibles. Au lieu de constituer des vecteurs d'état aux extrémités de la machine, on peut former des vecteurs de pression et de débit-volume. On obtient une équation avec une matrice d'impédance ou d'admittance. Il est également possible d'incorporer aux vecteurs d'état des grandeurs annexes comme la vitesse de rotation, le couple, les efforts et

déplacements aux points d'appui etc. pour composer une matrice caractéristique étendue [23, 74].

Le traitement en fréquence commence par une transformation de Fourier du signal. Partant des caractéristiques de transmission identifiées dans le domaine fréquentiel, on peut constituer un modèle de comportement bâti sur un assemblage de phénomènes physiques. Ce modèle de comportement permet à son tour de construire une équation d'état. Il est par ailleurs théoriquement possible de décomposer les fonctions de transmission en éléments algébriques simples. Par la transformation inverse de Laplace, on peut alors étudier la réponse du système à différentes sollicitations transitoires. Le résultat du traitement en temps est une équation récurrente. Par une transformation en Z évaluée sur le cercle unité, on passe de l'équation récurrente à la représentation fréquentielle. Ainsi, les résultats de ces deux méthodes de traitement peuvent être comparés [24, 89, 90, 95, 117].

5.1.2.4 Matrice de transmission et représentation tripolaire

Pour alléger les notations, on écrit p_x pour $p_x(\omega)$, q_x pour $q_x(\omega)$, M pour $M(\omega)$ etc. La notation est explicitée s'il y a danger de confusion.

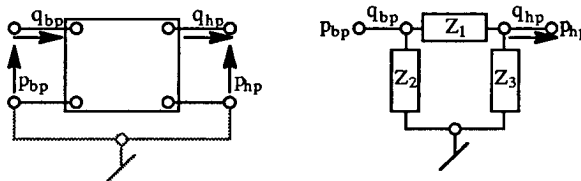


figure 5-3: Schémas de transmission en quadripôle et en tripôle

Revenons sur l'équation homogène de transmission:

$$\begin{bmatrix} P_{hp} \\ q_{hp} \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} P_{bp} \\ q_{bp} \end{bmatrix} \quad \text{où} \quad [M] = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$$

L'étude des fluctuations hydro-acoustiques dans les circuits fait largement référence aux méthodes de l'électrotechnique; on considère que la matrice $[M]$ représente la dynamique d'un quadripôle. Comme dans notre cas les fluctuations de pression sont toujours exprimées par rapport au même potentiel de référence, ce quadripôle se réduit à un tripôle [25]. Or, selon les lois de Kirschoff, un schéma passif en tripôle peut toujours être réduit à un système de trois impédances disposées en Π ou en T. Cela veut dire que trois paramètres sur les quatre termes de la matrice suffisent pour décrire la dynamique du système. Le quatrième terme se retrouve dans le déterminant. En effet, en vertu du principe de réciprocité, la matrice de transmission d'un quadripôle ne contenant pas de sources de perturbations a toujours un déterminant réel et unitaire. Comme les sources hydro-acoustiques internes ont été rassemblées dans les vecteurs sources (§ 5.1.2.3), cette condition est bien remplie.

5.1.3 Techniques d'excitation

5.1.3.1 Généralités

Les circuits hydrauliques sont naturellement excités par un bruit de fond propagatif généré au sein du fluide. Ce bruit est notamment exploité pour la détermination indirecte de la vitesse de propagation des ondes dans les conduites. Il peut également servir de base pour l'identification de paramètres de transmission selon un modèle simplifié [125]. Une part importante de ce bruit, cependant, est rayonnée par la machine hydraulique elle-même. La modélisation de la source hydro-acoustique influencera donc nettement la valeur des paramètres identifiés.

Pour une estimation de caractéristiques de transmission indépendante de l'émission interne de perturbations, on utilisera dans la mesure du possible une excitation d'amplitude telle que la source hydro-acoustique interne de la machine puisse être négligée. Les deux techniques principales pour réaliser une telle excitation sont la machine à piston et la vanne sirène.

5.1.3.2 Excitatrices

L'excitatrice à piston peut être entraînée mécaniquement par un moteur à vitesse variable et un embiellage [82 à 85], ou électriquement par un solénoïde, compensé ou non par un système à soufflet [8, 16, 122]. Cette dernière disposition permet de modifier aisément l'amplitude de l'excitation et rend possible la génération de perturbations arbitraires. On peut aussi employer une excitatrice à piston à entraînement manuel pour la génération de perturbations transitoires [118]. La principale limite dans l'emploi d'excitatrices à piston est l'énergie réactive qu'elles mettent en jeu. Le fonctionnement à haute fréquence nécessite de grandes puissances et ne donne que des amplitudes faibles.

La vanne sirène offre une section de passage variable au cours du temps. Son mouvement provoque une variation cyclique de la perte de charge du circuit d'essai [13, 14]. Des fluctuations de pression et de débit-volume se développent alors dans les conduites de mesure et dans la machine hydraulique. Le mouvement rotatif de la vanne sirène est régulier. Il sera donc possible d'exciter des fréquences relativement élevées. La vanne sirène en série représente une résistance importante à l'écoulement, ce qui peut parfois poser des problèmes. Une exécution particulière de la vanne sirène est la vanne rotative [71, 73, 77, 78], montée en dérivation sur les conduites de mesure, figure 5-9. Elle est implantée facilement sur un circuit existant. L'amplitude de l'excitation est adaptée au moyen d'une vanne de réglage sur le tuyau d'alimentation.

5.1.3.3 Application de l'excitation

Pour déterminer complètement les caractéristiques de transmission de perturbations de la machine hydraulique, on doit exploiter au moins deux familles indépendantes de modes d'oscillations. Cette condition peut être satisfaite en modifiant la configuration du circuit avec des accumulateurs ou des conduites en dérivation [122]. Il est aussi possible d'utiliser deux

excitatrices délivrant des signaux cohérents à déphasage variable [13]. On peut enfin modifier la position de l'excitatrice.

Dans la mesure traditionnelle de caractéristiques de transmission, le système étudié est excité à chaque fréquence et les réponses sont mesurées après dissipation des transitoires. Cette procédure est terriblement lente. Elle exige la répétition exacte des fréquences d'excitation pour les différents modes étudiés. La mesure est rendue plus rapide par l'injection d'un signal pseudo-aléatoire [122], dont le spectre couvre complètement la bande de fréquences désirée. L'analyse d'un enregistrement relativement court (20 à 40 s pour une bande de 250 Hz) permet alors le calcul des fonctions de transmission. Cette méthode est toutefois limitée en fréquence et en amplitude par les possibilités de génération du signal aléatoire hydraulique. L'excitation à fréquence variable peut aussi se faire en continu si l'excitatrice est commandée par un générateur de fonctions [78]. L'enregistrement nécessaire est alors plus long (60 à 120 s, toujours pour 250 Hz).

Dans tous les cas, le signal d'excitation doit couvrir entièrement la bande de fréquences qu'on souhaite étudier. Son amplitude doit dominer complètement celle du bruit de fond hydraulique du circuit d'essai, sauf éventuellement à certaines fréquences particulières. Des modes d'oscillations nettement indépendants doivent pouvoir être générés.

5.1.4 Estimation des caractéristiques de transmission

5.1.4.1 Traitement en temps

L'estimation de caractéristiques de transmission de perturbations peut se faire principalement dans le domaine temporel ou dans le domaine fréquentiel.

Dans le domaine temporel, la seule transformation préliminaire appliquée aux signaux est un échantillonnage, naturellement précédé d'un filtrage analogique passe-bas anti-repliement. On cherchera à déterminer la structure et la valeur des paramètres de l'équation d'état. Ce problème, globalement très compliqué, est un des champs d'activité de l'automatique moderne [52, 96].

Pour le simplifier, admettons ici que les équations de transmission sont linéaires et stationnaires. Les suites de valeurs discrètes $p_x(k)$ et $q_x(k)$ relevées au voisinage de la pompe forment le vecteur d'état $X(k)$. Si la perturbation externe délivrée par l'excitatrice est telle que les sources internes de la machine hydraulique peuvent être négligées, alors l'équation d'état se réduit à $X(k+1) = [A]X(k)$. Pratiquement, on calcule les coefficients θ_{ij} de l'équation récurrente d'ordre m qui lie les pressions et débits-volume aux limites haute pression (hp) et basse pression (bp) de la machine d'essai [75]:

$$\theta_{10} p_{hp}(k) + \theta_{11} p_{hp}(k-1) + \dots + \theta_{1m} p_{hp}(k-m) = \theta_{20} p_{bp}(k) + \theta_{21} p_{bp}(k-1) + \dots + \theta_{2m} p_{bp}(k-m) \\ + \theta_{30} q_{hp}(k) + \theta_{31} q_{hp}(k-1) + \dots + \theta_{3m} q_{hp}(k-m) + \theta_{40} q_{bp}(k) + \theta_{41} q_{bp}(k-1) + \dots + \theta_{4m} q_{bp}(k-m)$$

Les coefficients θ_{ij} forment le vecteur de paramètres $[\Theta]$ et les mesures échantillonnées forment le vecteur d'observation $[\psi](k)$ tels que $p_{hp}(k) = [\psi]^T(k) \cdot [\Theta]$

$$[\Theta]^T = [\theta_{11} \dots \theta_{1m} \theta_{20} \dots \theta_{2m} \theta_{30} \dots \theta_{3m} \theta_{40} \dots \theta_{4m}]$$

$$[\psi]^T(k) = [-p_{hp}(k-1) \dots -p_{hp}(k-m) \quad p_{bp}(k) \dots p_{bp}(k-m) \quad q_{hp}(k) \dots q_{hp}(k-m) \quad q_{bp}(k) \dots q_{bp}(k-m)]$$

Les vecteurs d'observation pris à N instants successifs permettent de former la matrice d'observation $[\Psi_N]$. De même, on définit un vecteur de sortie \mathcal{P}_{hpN} tel que $\mathcal{P}_{hpN} = [\Psi_N] \cdot [\Theta]$.

$$\mathcal{P}_{hpN} = \begin{bmatrix} p_{hp}(1) \\ \dots \\ p_{hp}(N) \end{bmatrix} \quad [\Psi_N] = \begin{bmatrix} [\psi]^T(1) \\ \dots \\ [\psi]^T(N) \end{bmatrix}$$

Si N est plus grand que $4m+3$, on tire de la matrice d'observation et du vecteur de sortie une estimation $[\hat{\Theta}] = ([\Psi_N]^T[\Psi_N])^{-1} \cdot [\Psi_N]^T \cdot \mathcal{P}_{hpN}$ du vecteur de paramètres $[\Theta]$ qui minimise l'erreur quadratique totale. C'est la méthode des moindres carrés. L'exploitation de deux familles de modes d'oscillation indépendants permet d'établir une forme canonique de la matrice $[\mathcal{A}]$ de l'équation d'état $\chi(k+1)=[\mathcal{A}]\chi(k)$. La connaissance d'une forme de la matrice de l'équation d'état discrète ne permet pas d'exprimer directement la matrice $[\mathcal{A}]$ de l'équation d'état analogique, mais il est possible avec un peu de pratique d'en tirer une bonne approximation.

L'identification des paramètres peut se faire en bloc sur tout l'enregistrement, ou selon un algorithme récurrent. Cette dernière solution nécessite moins de place en mémoire. Elle est plus performante, puisqu'elle donne généralement une bonne indication de l'ordre adéquat pour l'équation récurrente. Son exécution exige par contre un temps de calcul très important, et un signal d'excitation à large spectre pendant tout le processus d'excitation [75].

Un artifice de calcul permet de prendre en compte globalement de petites non-linéarités. Il est en revanche très difficile de les interpréter par la suite.

L'enregistrement doit contenir dans un volume relativement restreint des signaux qui couvrent aussi bien que possible la bande de fréquences qu'on souhaite étudier.

Il est également possible de générer dans les conduites de mesure des ondes simples (par exemple, des approximations d'impulsions), et de travailler sur les paramètres d'un modèle de transmission pour que les résultats du calcul de régime transitoire s'alignent sur les réponses mesurées. Cette méthode semble donner de bons résultats dans les basses et moyennes fréquences [118].

5.1.4.2 Limitations du traitement temporel

L'emploi pratique de la méthode des moindres carrés pour l'identification de paramètres de transmission de perturbations hydro-acoustiques par les machines hydrauliques est limité pour quatre raisons principales [75]:

- L'ordre de l'équation récurrente doit être choisi avant le calcul. Comme cet ordre n'est a priori pas connu, il est nécessaire de faire plusieurs calculs complets avant d'arriver à un résultat acceptable. La notion de résultat acceptable est du reste assez difficile à définir. La seule indication de pertinence que donne la méthode des moindres carrés standard est une matrice difficile à inverser quand l'ordre est excessif. De plus, il faudrait en principe définir un ordre pour chaque variable $p_{bp}(k)$, $q_{hp}(k)$ et $q_{bp}(k)$. Cette multiplication des degrés de liberté rend quasiment impossible l'exploitation rigoureuse de la méthode dans notre cas.

- Le passage de nœuds des oscillations de pression et de débit-volume aux sections de mesure va introduire une succession de pôles et de zéros dans les fonctions de transfert entre les différents canaux. L'ordre d'identification nécessaire sera d'autant plus élevé. Les calculs seront beaucoup plus lourds et l'équation d'état finalement estimée contiendra des informations liées plus à la dynamique du circuit d'essai qu'à celle de la pompe.
- La principale caractéristique de la méthode est la minimisation de l'erreur quadratique globale entre un signal de sortie mesuré et sa valeur estimée. Dans les études hydro-acoustiques de machines hydrauliques, certaines sources acoustiques à spectre étroit internes à la machine essayée (fluctuation de charge partielle des turbines, passage d'aubes des pompes) peuvent atteindre des amplitudes importantes. L'identificateur moindres carrés va donner beaucoup de poids à ces phénomènes. Il serait bien sûr possible de les éliminer avant le traitement, mais cette opération est problématique dans le cadre d'une analyse dans le domaine temporel si le reste du signal ne doit pas être déformé.
- La critique de l'équation récurrente obtenue en résultat de l'analyse en temps n'est pas facile. Les paramètres sont difficiles à interpréter physiquement. Il est quasiment nécessaire de les convertir dans le domaine fréquentiel pour pouvoir les discuter. D'autre part, il n'existe pas pour le traitement en temps d'algorithmes aussi performants que ceux de la transformation de Fourier rapide, et le volume de calculs à traiter devient vite impressionnant.

D'autres méthodes temporelles d'identification de paramètres existent; le filtre de Kalman, notamment, est bien connu des développeurs de réglages adaptatifs. Dans l'état actuel de l'étude, il semble cependant qu'aucune des méthodes d'analyse en temps n'apporte la rapidité de calcul et le confort d'interprétation du traitement fréquentiel des signaux.

5.1.4.3 Traitement en fréquence, matrice de transmission

Pour le traitement dans le domaine fréquentiel des enregistrements échantillonnés, on commencera par évaluer les transformées de Fourier $p_x(\omega)$, et suivant le cas $q_x(\omega)$ de chaque signal de pression ou débit-volume échantillonné $p_x(k)$ ou $q_x(k)$.

La suite du travail est menée fréquence par fréquence. Le traitement dans le domaine fréquentiel permet donc, après une transformation initiale relativement rapide, de traiter une forme compacte et simplifiée des données de départ, avec toutes les facilités qu'apporte le calcul en nombres complexes.

Comme on l'a vu plus haut, l'équation homogène de transmission de fluctuations hydro-acoustiques dans le domaine fréquentiel s'écrit:

$$\begin{bmatrix} p_{hp} \\ q_{hp} \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} p_{bp} \\ q_{bp} \end{bmatrix} \quad [M] = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{bmatrix}$$

$[M]$ est la matrice de transmission de la machine d'essai.

Dans l'approche la plus simple, on admet que la compressibilité du fluide contenu dans la machine est nulle. Alors, la transmission de perturbations à travers la machine est représentée par une impédance unique $Z = -M_{12} = (p_{bp} - p_{hp})/q_{hp}$ [1, 38, 125]. On attribue la différence de débit-volume entre les limites de la machine à une admittance Y en dérivation en (bp) qui

représente de manière localisée les effets hydro-élastiques dus notamment à une éventuelle cavitation à l'entrée de la roue: $Y = -M_{21} = (q_{bp} - q_{hp})/p_{bp}$. Ce modèle de comportement étant posé, on peut écrire formellement la matrice simplifiée [Ms]:

$$[Ms] = \begin{bmatrix} 1 + \frac{(p_{bp} - p_{hp})(q_{bp} - q_{hp})}{p_{bp} q_{hp}} & -\frac{p_{bp} - p_{hp}}{q_{hp}} \\ -\frac{q_{bp} - q_{hp}}{p_{bp}} & 1 \end{bmatrix}$$

L'estimation des termes de cette matrice simplifiée ne nécessite qu'une famille de modes d'oscillations. Elle peut donc être faite sur le bruit de fond hydraulique du circuit, pour autant que ce bruit ne soit pas généré par la machine d'essai. On observe en revanche une influence non négligeable de la dynamique du circuit sur les valeurs numériques des termes de la matrice.

Si on dispose de deux familles de modes indépendants d'oscillations, le calcul des termes de la matrice est un simple problème d'algèbre linéaire. Les quatre termes M_{ij} , comme les pressions et débits-volume p_{xm} et q_{xm} , sont naturellement des fonctions complexes de la fréquence.

$$[M] = \begin{bmatrix} \frac{p_{hp1} q_{bp2} - p_{hp2} q_{bp1}}{p_{bp1} q_{bp2} - p_{bp2} q_{bp1}} & \frac{p_{hp2} p_{bp1} - p_{hp1} p_{bp2}}{p_{bp1} q_{bp2} - p_{bp2} q_{bp1}} \\ \frac{q_{hp1} q_{bp2} - q_{hp2} q_{bp1}}{p_{bp1} q_{bp2} - p_{bp2} q_{bp1}} & \frac{q_{hp2} p_{bp1} - q_{hp1} p_{bp2}}{p_{bp1} q_{bp2} - p_{bp2} q_{bp1}} \end{bmatrix}$$

Le dénominateur commun $(p_{bp1} q_{bp2} - p_{bp2} q_{bp1})$ est nul si les modes exploités ne sont pas indépendants.

Si plus de deux familles de modes sont exploitées pour l'évaluation des caractéristiques de transmission, des matrices seront calculées par groupes de deux modes et la matrice moyenne sera tirée des moyennes, dans le plan complexe, des M_{ij} individuels. Ces moyennes pourront éventuellement être pondérées par le module du dénominateur commun, qui est une mesure de l'indépendance des modes.

5.1.5 Représentation des paramètres de transmission

5.1.5.1 Interprétation des termes de la matrice de transmission

Un attrait indéniable de la formulation matricielle de la caractéristique de transmission de perturbations est la facilité d'interprétation de ses termes. M_{11} représente la transmission des oscillations de pression et M_{22} , celle des oscillations de débit-volume. M_{11} et M_{22} sont sans dimension. M_{12} a la nature et la dimension d'une impédance. Il indique l'influence du débit-volume traversant sur la transmission des fluctuations de pression. M_{21} a la nature et la dimension d'une admittance. Il représente la compressibilité qui lie le bilan des débits-volume entre les limites de la machine à la fluctuation de pression.

Pour une interprétation aisée, les parties réelle et imaginaire des M_{ij} seront représentées en fonction de la fréquence dans des diagrammes linéaires.

Les coefficients de la matrice tendent à très basse fréquence vers les caractéristiques réelles de la machine en régime permanent: $M_{11} = M_{22} = 1$, $M_{21} = 0$ et $M_{12} = \partial\Delta p/\partial Q$ (en respectant le sens

positif du débit-volume!). Quand la fréquence augmente, la partie réelle de M_{11} et M_{22} diminue légèrement, leur partie imaginaire reste proche de zéro. La partie réelle (dissipative) de M_{12} varie légèrement, mais elle est vite dominée par la partie imaginaire négative, révélatrice de phénomènes inertiels. M_{21} devient aussi principalement imaginaire et négatif, indiquant par là un comportement hydro-élastique. Aux plus hautes fréquences, la machine hydraulique se comporte approximativement comme un tronçon de conduite: tous les termes de la matrice de transmission prennent une valeur complexe et évoluent autour de zéro jusqu'à la fréquence de coupure acoustique.

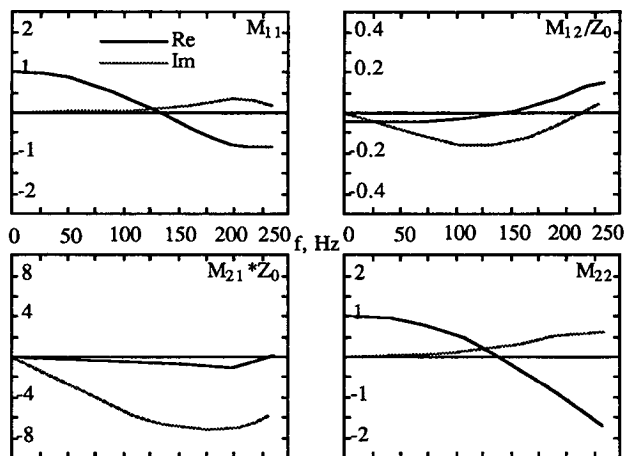


figure 5-4: Matrice de transmission du modèle PF4 (schématique)

Des matrices équivalentes sont commentées par plusieurs auteurs [13, 14, 15, 42, 83, 122, 123].

Il existe toujours une certaine longueur de conduites de raccordement entre la machine hydraulique et les sections de mesure les plus proches. On aura intérêt à transporter, par les équations connues de propagation acoustique, les pressions et débits-volume relevés sur les dispositifs de mesure placés aux limites de la machine jusqu'aux limites géométriques de l'espace de la roue et de la bache spirale. Les caractéristiques de transmission ainsi épurées seront beaucoup plus faciles à interpréter.

5.1.5.2 Estimation des impédances du tripôle

On a vu que la matrice de transmission peut théoriquement toujours être réduite à un assemblage de trois impédances en tripôle si les sources internes sont négligeables dans le processus d'estimation. L'équation en surplus permet de calculer deux fois une des impédances. Ce contrôle revient à vérifier la validité de l'approximation. Si les oscillations de pression et de débit-volume sont ramenées aux limites de l'espace de la roue et de la bache spirale, une structure en Π du tripôle est plus avantageuse (figure 5-3).

On peut naturellement calculer les impédances du tripôle à partir des termes M_{ij} de la matrice de transmission, mais on répercute ainsi les imprécisions numériques. Il est préférable de les extraire directement des oscillations de pression et de débit-volume.

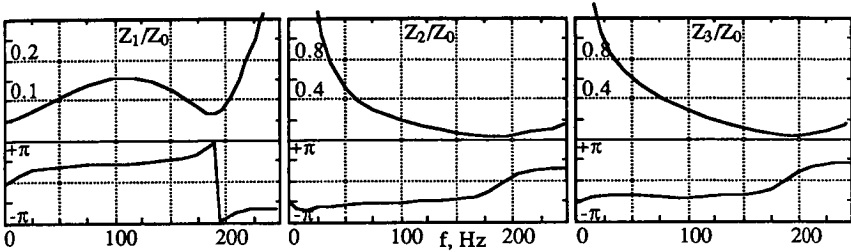


figure 5-5: Impédances de la représentation tripolaire du modèle PF4 (schématique)

$$Z_1 = \frac{P_{bhp1} P_{hp2} - P_{bhp2} P_{hp1}}{P_{bhp2} Q_{bhp1} - P_{bhp1} Q_{bhp2}}$$

$$Z_1 = \frac{P_{bhp1} P_{hp2} - P_{bhp2} P_{hp1}}{P_{hp2} Q_{hp1} - P_{hp1} Q_{hp2}}$$

$$Z_2 = \frac{P_{bhp1} P_{hp2} - P_{bhp2} P_{hp1}}{Q_{bhp2}(P_{bhp1} - P_{hp1}) - Q_{bhp1}(P_{bhp2} - P_{hp2})}$$

$$Z_3 = \frac{P_{bhp1} P_{hp2} - P_{bhp2} P_{hp1}}{Q_{hp1}(P_{bhp2} - P_{hp2}) - Q_{hp2}(P_{bhp1} - P_{hp1})}$$

Pour une interprétation aisée, les modules et arguments des impédances Z_i du tripôle seront représentés en fonction de la fréquence dans des diagrammes linéaires ou log-log.

Comme les Z_i se rapportent directement, jusqu'aux moyennes fréquences, à des phénomènes de transmission élémentaires, leur commentaire est encore plus facile que celui des M_{ij} . Z_1 est principalement inertielle avec une part dissipative. Z_2 et Z_3 sont capacitives. Aux plus hautes fréquences, ces comportements de base peuvent être fortement altérés.

5.1.5.3 Modèle de comportement

Les caractéristiques de transmission ainsi identifiées représentent en principe bien la dynamique de la machine hydraulique essayée. Elles ne donnent en revanche pas d'indications sur l'influence des dimensions, de la rigidité des parois ou de la compressibilité du fluide. Pour aborder la physique de la transmission de perturbations dans la machine d'essai, il faut élaborer un modèle de comportement. Un tel modèle est composé d'un assemblage de phénomènes dynamiques élémentaires, dont les paramètres sont des grandeurs statiques, caractéristiques de la construction et des conditions de fonctionnement de la machine hydraulique. Un bon modèle de comportement permettrait, par exemple, de prédire les caractéristiques dynamiques d'une machine de dimensions industrielles à partir de mesures faites sur un modèle réduit.

Le modèle de comportement le plus élémentaire est celui de l'élément $\tilde{R}\tilde{L}\tilde{C}$ décrit par la matrice simplifiée $[Ms]$ du § 5.1.4.3: les paramètres de ce modèle sont les moyennes dans la bande de fréquence étudiée des grandeurs:

$$\tilde{R} = \operatorname{Re} \left(\frac{p_{bp} - p_{hp}}{q_{hp}} \right) = - \frac{\partial \Delta p}{\partial Q} \quad \tilde{L} = \frac{1}{\omega} \operatorname{Im} \left(\frac{p_{bp} - p_{hp}}{q_{hp}} \right) = \rho \int \frac{dl}{A}$$

$$\tilde{C} = - \omega \operatorname{Im} \left(\frac{q_{bp} - q_{hp}}{p_{bp}} \right) = \frac{V}{\rho S^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial V_g}{\partial NPSE}$$

La compressibilité \tilde{C} est évaluée une première fois hors cavitation ($\partial V_g / \partial NPSE = 0$). Rappelons qu'il s'agit là d'un modèle très simplifié, et que les paramètres identifiés ne seront pas indépendants du circuit d'essai (voir § 5.2.3.1).

Un modèle de comportement plus élaboré est formé par des assemblages d'éléments inertiels, dissipatifs et capacitifs qui reproduisent chacun une des impédances de la représentation tripolaire de la caractéristique de transmission [122]. Ce modèle semi-ramifié reproduit la dynamique du système beaucoup plus fidèlement que le modèle $\tilde{R}\tilde{L}\tilde{C}$ simplifié. L'interprétation physique de certains éléments identifiés est en revanche bien délicate.

Une réflexion plus poussée sur ce problème montre que seul un modèle de comportement en réseau maillé [74, 78] peut représenter valablement la dynamique observée jusque vers les fréquences relativement élevées. Un tel modèle reproduit la compressibilité distribuée dans l'espace de la bache et les différents cheminements possibles pour les ondes qui parcourent la machine.

5.1.5.4 Expression adimensionnelle des résultats

Pour donner une certaine généralité aux résultats d'essai, on essaiera de les exprimer sous une forme adimensionnelle, avec une référence représentative de la grandeur en question. La référence qui semble la plus raisonnable pour la normalisation de M_{12} , M_{21} et des Z_i est l'impédance acoustique caractéristique $Z_0 = \rho S/A$ des conduites de mesure. Il va de soi que cette référence n'est pertinente que si la matière, l'aire de la section et les épaisseurs de paroi des conduites de mesure sont en rapport avec celles de la machine.

Les fréquences peuvent également être remplacées par un nombre d'onde fL/S , qui désigne la fraction de longueur d'onde décrite par le parcours significatif à travers la machine. Ces choix ont théoriquement le mérite d'éliminer des résultats les influences des dimensions de la machine d'essai et de la vitesse de propagation des ondes, et naturellement de supprimer toute trace des grandeurs dimensionnelles choisies pour l'étude dynamique. La connaissance de l'impédance acoustique caractéristique $Z_0 = \rho S/A$ ne pose généralement aucun problème. On prendra par convention l'impédance acoustique caractéristique de la conduite de mesure du côté haute pression comme référence. La réduction des fréquences pose un problème plus ardu, puisque le parcours significatif à travers la machine n'est pas connu a priori. A ce stade de l'étude, on pourra choisir une dimension de référence de la machine (diamètre de roue, diamètre de raccordement à la conduite du côté haute pression, longueur développée de la bache spirale), ou alors laisser une indication dimensionnelle.

5.1.5.5 Indications annexes

Les efforts de généralisation de caractéristiques de transmission échouent souvent sur l'insuffisance des données annexes dans les résultats publiés. Les indications suivantes devraient toujours être fournies avec les travaux expérimentaux.

Construction de la machine: S'agit-il d'une pompe, d'une turbine ou d'une pompe-turbine? Quelle est sa vitesse spécifique? Sa roue est-elle radiale, diagonale ou axiale? Sa bêche spirale est-elle munie d'aubes, fixes ou orientables? Est-elle à un ou plusieurs étages? Ses parois sont-elles rigides ou déformables (parties en matière plastique pour l'observation de cavitation)?

Dimensions: Quels sont les diamètres de la roue, des conduites de mesure, quelles sont les dimensions principales?

Régime de fonctionnement: Quelle est le régime de fonctionnement en régime permanent (énergie hydraulique massique, débit-volume, vitesse de rotation, pression d'aspiration)? Y a-t'il de la cavitation dans la roue? Quel est le volume estimé de vapeur?

Mesures: Y a-t'il des éléments de circuit entre la machine d'essai et les conduites de mesure? Où et comment sont mesurés les débits-volume, les pressions? Quelle est la bande de fréquences étudiée? Comment le circuit est-il excité? Quelle est l'amplitude typique des oscillations? Quelle est la vitesse de propagation des ondes dans les conduites de mesure, et comment est-elle mesurée?

5.2 Discussion

5.2.0 Préliminaires

Un exemple pratique d'évaluation en laboratoire des paramètres de transmission acoustique d'une turbomachine hydraulique est donné au paragraphe 5.2. L'élaboration d'un modèle de comportement reposant sur un assemblage de phénomènes physiques élémentaires permet de poser les bases d'une estimation des caractéristiques de transmission de la machine de dimensions industrielles.

5.2.1 Installation PF4 de l'IMHEF

5.2.1.1 Machine et installation d'essai

L'installation PF4 de l'IMHEF [74, 109] a été spécialement conçue pour le développement des connaissances sur le comportement dynamique des machines hydrauliques. La machine d'essai est une pompe-turbine Francis de vitesse spécifique $v = 0.245$. Sa roue de 152.4 mm de diamètre comporte 7 aubes. La bêche spirale sans entretoises est munie de 8 aubes directrices orientables. L'aspirateur est coudé et à section variable. Le régime optimal en pompe à 2000 t/min est obtenu avec $Q = 9.5$ l/s et $E = 85$ J/kg.

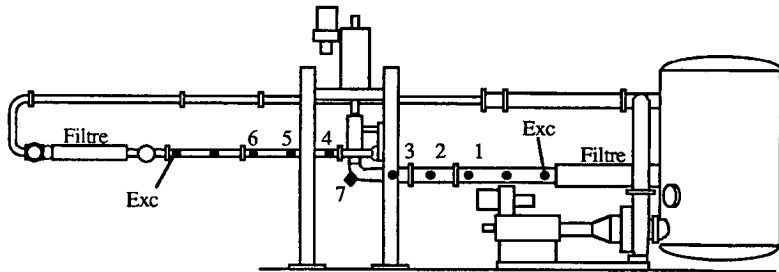


figure 5-6: Installation d'essais PF4 de l'IMHEF

Une machine à courant continu de 30 kW permet d'entraîner le modèle dans les deux sens de rotation, en moteur ou en frein, avec un réglage en continu de la vitesse de 0 à 3000 t/min. Le réservoir de résorption de bulles de 5 m³ peut être mis en dépression au moyen d'une pompe à vide à anneau liquide de 4 kW.

Les conduites de mesure en acier ont un diamètre de 100 mm du côté haute pression et 150 mm du côté basse pression. Elles sont fixées rigidement aux brides de la machine d'essai. Elles sont mécaniquement découplées du reste du circuit par des compensateurs en matériau élastomère. Des filtres hydro-acoustiques imposent à l'extrémité de chaque conduite de mesure une impédance nulle dans une large bande de fréquences. Ils sont simplement composés d'un manchon perforé le long d'une de ses génératrices et disposé à l'intérieur d'un tronçon de conduite de plus grand diamètre. On obtient ainsi une réflexion importante distribuée sur la longueur du manchon.

5.2.1.2 Dispositif de mesure

Des prises de pression sont ménagées de chaque côté de la conduite, tous les 500 mm de part et d'autre de la machine d'essai. D'autres prises de pression sont ménagées dans le coude et le cône de l'aspirateur, ainsi que dans l'espace entre la roue et les aubes directrices. Des capteurs piézoélectriques à cellule de quartz sont placés dans ces prises de pression. Leur membrane est tangente à la paroi de la conduite. Le gain des amplificateurs de charge est ajusté selon la sensibilité des capteurs pour donner une tension directement représentative des fluctuations de pression.

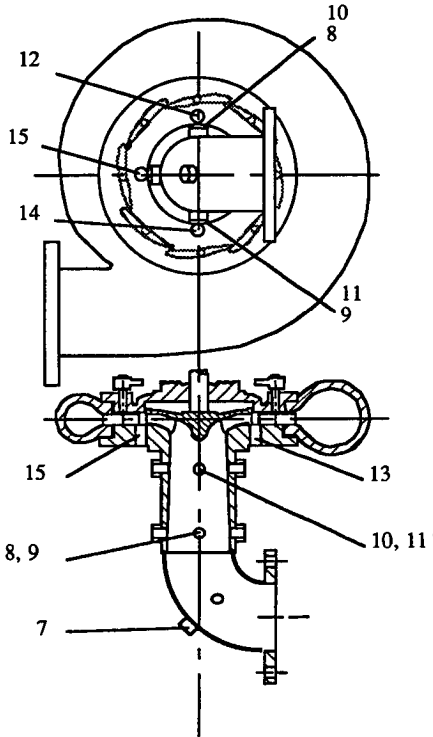


figure 5-7: Emplacements des capteurs dans l'aspirateur et la bache spirale

La célérité d'onde est estimée dans les conduites de mesure des côtés haute pression et basse pression par identification du mode d'oscillations sur trois signaux de pression (§ 4.3.1.2). Cette mesure est faite en continu pendant le dégazage sous vide (250 min environ). La célérité d'onde est ensuite contrôlée avant et après chaque série de mesures. Pendant nos essais, elle était égale à 1320 m/s dans les conduites de mesure des deux côtés de la machine. Sa valeur

théorique est 1276 m/s dans la conduite du côté haute pression, et 1236 m/s dans la conduite du côté basse pression.

Les fluctuations de débit-volume ne sont pas mesurées directement. La connaissance de la célérité d'onde dans les conduites de mesure nous permet de calculer le débit-volume dans le domaine fréquentiel à partir de deux oscillations de pression relevées aux limites d'un tronçon de conduite uniforme. Des erreurs peuvent apparaître quand les oscillations de pression sont faibles, puisque leur amplitude et leur phase sont alors mal définies.

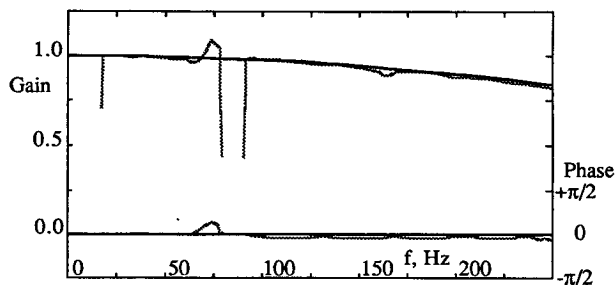


figure 5-8: Célérité d'onde dans la conduite du côté haute pression: mesure et calcul pour $S = 1320$ m/s

Les fluctuations de couple sont mesurées sur un arbre de torsion étalonné équipé de jauges de contrainte. Les variations de vitesse de rotation sont données par une dynamo tachymétrique montée sur la ligne d'arbre. Notons que le synchronisme entre les mesures de couple, de vitesse de rotation et de pressions peut poser des problèmes aux fréquences moyennes à hautes, puisque le retard apporté par les instruments est parfois difficile à évaluer.

Un analyseur FFT à deux canaux permet le contrôle rapide des signaux. Après un filtrage anti-repliement, les 16 canaux de mesure sont échantillonnés sur un petit ordinateur PDP 11-73 et enregistrés sur disque. Le traitement se fait en différé sur le même petit ordinateur.

5.2.1.3 Excitation

L'installation d'essai est excitée par une vanne rotative de $\varnothing 17$ mm montée en dérivation [74]]. L'excitatrice est raccordée aux conduites de mesures du côté haute pression et du côté basse pression, à 600 et 320 mm des filtres hydro-acoustiques. Si l'excitatrice est ainsi placée près d'un lieu où l'impédance est imposée nulle, son efficacité restera bonne jusqu'à des fréquences relativement élevées (figure 5-9). Le débit nominal de la pompe d'alimentation de l'excitatrice est de 1 l/s sous 490 J/kg. La puissance de l'excitation est ajustée au moyen d'une vanne d'étranglement. La vanne rotative est entraînée par un moteur asynchrone alimenté par un convertisseur de fréquence, lui-même contrôlé par un générateur de fonctions. La fréquence fondamentale d'excitation est ainsi commandée par un signal triangulaire. Elle peut varier de 1.9 à 10 Hz ou de 25 à 220 Hz.

5.2.2 Procédure d'essai et de dépouillement

5.2.2.1 Préparation des mesures

Trois capteurs de pression équidistants sont placés sur des tronçons uniformes des conduites de raccordement de chaque côté de la machine. D'autres capteurs sont installés suivant les buts de l'essai. La puissance de l'excitation et les gains des chaînes de mesure sont ajustés pendant un cycle d'excitation.

Malgré la puissance des oscillations qu'il génère, le dispositif d'excitation mis au point pour cet essai est léger et facile à implanter à un endroit ou à un autre du circuit. Des familles indépendantes de modes d'oscillations sont ainsi générées très simplement. Des essais ont montré que deux familles de modes obtenues avec l'excitation de part et d'autre de la machine d'essai suffisent pour une bonne estimation des caractéristiques de transmission de la machine.

Les résultats présentés ici sont obtenus pour la marche en pompe de la machine d'essai. Dans la plupart des cas, la vitesse de rotation est de 2000 t/min, avec un débit-volume de 10.6 l/s sous 73.0 J/kg.

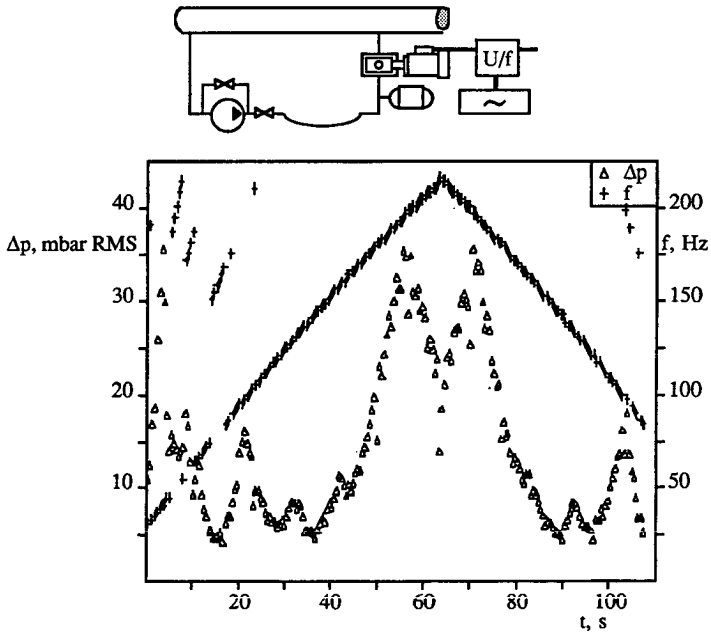


figure 5-9: Vanne rotative et cycle d'excitation

5.2.2.2 Enregistrement et transformation temps-fréquence

La durée de l'enregistrement est choisie telle que 100 à 300 fenêtres d'analyse puissent y être définies. Dans la bande de 250 Hz par exemple, une fenêtre de 512 échantillons prélevés toutes les 1 ms occupera 0.512 s et un enregistrement de 125 s permettra de mener un calcul sur 244 fenêtres. Une transformation de Fourier à pondération Hanning est calculée sur chacune de ces fenêtres. Les cinq coefficients de plus grande amplitude au canal de référence sont extraits avec les coefficients correspondants des autres canaux. Une fois tout l'enregistrement parcouru, une moyenne pondérée par l'amplitude au canal de référence est calculée pour chaque canal et chaque fréquence. On obtient ainsi un ensemble de fonctions de transfert qui indique pour toutes les fréquences définies le gain et la phase de chaque canal par rapport au canal de référence. La suite du traitement est faite comme décrit au chapitre 5. La référence est prise à la bride du côté haute pression pour une excitation du côté basse pression, et à la bride du côté basse pression pour une excitation du côté haute pression.

Ce procédé original permet de définir les fonctions de transfert entre les différents canaux avec beaucoup plus de précision que si on calculait simplement la moyenne de tous les coefficients fréquence par fréquence.

Des diagrammes indiquent, en fonction du temps, la fréquence la plus significative au canal de référence et l'amplitude associée pour chaque canal (figure 5-9). Ils permettent de contrôler rapidement la bonne couverture de la bande de fréquences analysée et la gamme d'amplitudes. Ils donnent une indication approximative de la linéarité de la transmission.

Les caractéristiques de transmission obtenues sont détaillées au § 5.2.3.1.

5.2.2.3 Généralisation

Cette procédure d'essai est très rapide à mettre en œuvre sur un circuit quelconque: il suffit de disposer d'une longueur (environ 7 diamètres) de conduite uniforme de chaque côté de la machine ou de l'élément de circuit dont on veut connaître la matrice de transmission, et de ménager dans la paroi des ouvertures pour l'installation des capteurs de pression et de l'excitatrice. S'il n'est pas possible de poser les capteurs de pression au voisinage direct de la machine d'essai, on peut toujours calculer la propagation des oscillations jusqu'à ses limites physiques.

La méthode a ainsi été testée sur un circuit d'essai de pompes d'Electricité de France. D'excellents résultats ont été obtenus sans autre ajustement des conduites de mesure [77].

5.2.3 Discussion générale de résultats d'essais

5.2.3.1 Représentations matricielle et tripolaire

La figure 5-10 montre les termes de la matrice simplifiée [Ms] décrite au § 5.1.4.3, pour les excitations du côté haute pression et du côté basse pression. Les insuffisances du modèle adopté pour l'identification de paramètres se traduisent par une mauvaise définition des

caractéristiques de transmission, et par des résultats très différents selon le mode d'excitation choisi.

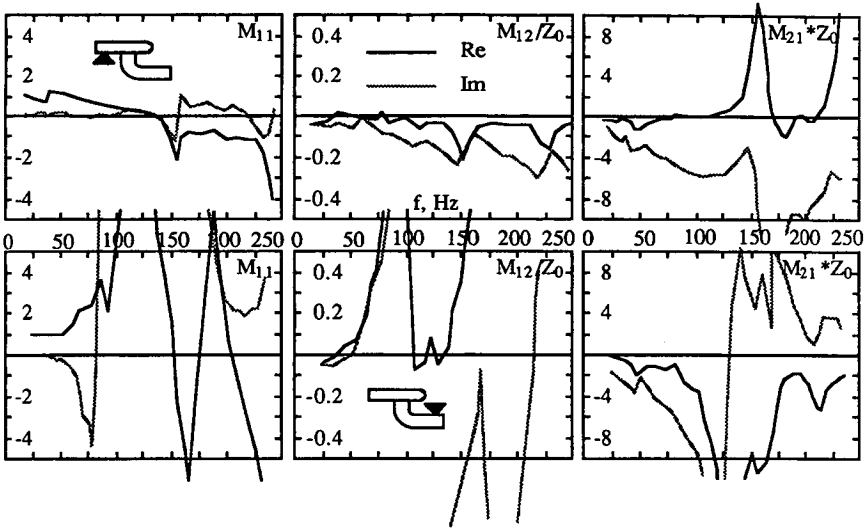


figure 5-10: Termes de la matrice simplifiée du modèle PF4

La figure 5-11 donne la matrice de transmission entre les limites extérieures de la machine, où sont placés les capteurs 3 et 4. Elle est évaluée selon la procédure décrite précédemment et représentée sans lissage additionnel. Les parties réelle et imaginaire des quatre termes sont indiquées en fonction de la fréquence. Les termes M_{12} et M_{21} sont normalisés par l'impédance acoustique caractéristique de la conduite du côté haute pression. Ces résultats sont de bonne qualité jusque dans les fréquences relativement élevées.

Les mécanismes de transmission ainsi mis en évidence sont semblables à ceux décrits dans la littérature. Une interprétation générale des fonctions qui composent la matrice a été donnée au § 5.1.5.1.

Les oscillations de pression et de débit-volume aux limites de l'espace de la bache spirale et de la roue sont calculées à partir de celles aux sections des capteurs 3 et 4. On en tire la matrice de transmission réduite de la figure 5-12.

Les impédances du tripôle extrait de la matrice réduite à l'espace de la bache spirale et de la roue sont représentées sur la figure 5-13. Leur numérateur commun (Com) est également indiqué. Ses passages à faible amplitude indiquent des zones de mauvaise résolution des résultats. La nature capacitive des impédances marginales Z_2 et Z_3 ne fait aucun doute. Z_1 est principalement inertielle, avec une part dissipative sensible à basse fréquence. Les trois impédances sont affectées d'un zéro complexe vers 210 Hz.

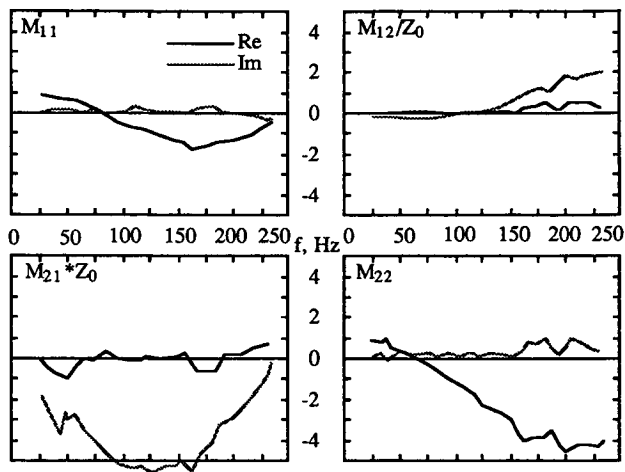


figure 5-11: Matrice de transmission du modèle PF4

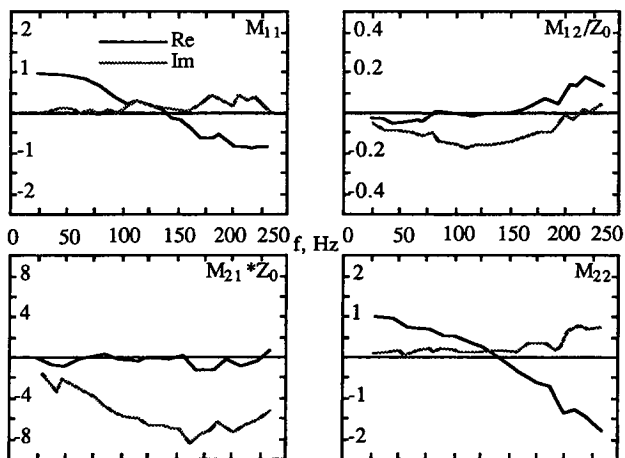


figure 5-12: Matrice de transmission du modèle PF4,
réduite à l'espace de la bache spirale et de la roue

5.2.3.2 Influence des conditions de fonctionnement

L'influence du mode de fonctionnement, en pompe et en turbine, avec une vitesse de rotation, une énergie hydraulique massique et un débit-volume identiques a été étudiée dans [74]. Les caractéristiques de transmission étaient essentiellement les mêmes dans les deux cas, aux erreurs de mesure près. Dans une autre publication, les influences de la vitesse de rotation et du débit-volume avaient été explorées pour la marche en pompe [77]. Toutes ces comparaisons

avaient révélé des caractéristiques de transmission équivalentes, aux erreurs de mesure près. On peut donc admettre que ni la vitesse d'écoulement (aux faibles nombres de Mach en tout cas), ni l'incidence de la vitesse d'écoulement sur les aubes (en l'absence de cavitation) n'ont d'influence significative sur les caractéristiques de transmission d'une machine hydraulique.

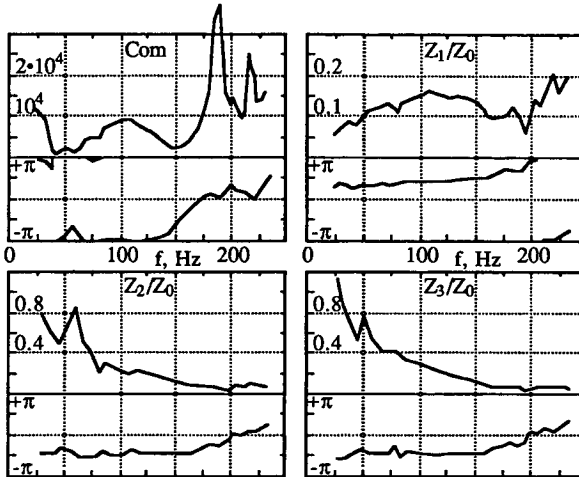


figure 5-13: Impédances de la représentation tripolaire de la transmission du modèle PF4

Nous savons bien sûr que le régime de fonctionnement influence la pente de la caractéristique de fonctionnement en régime permanent, et donc la limite quand la fréquence tend vers 0 de la partie réelle de M_{12} et de Z_1 . Il y a là une influence sur l'amortissement global du système. Des études ont porté sur ce problème particulier [83]. La partie réelle de M_{12} est cependant très petite comparée aux autres paramètres de la transmission, et des écarts de dissipation jusqu'à un rapport 4:1 sont à peine perceptibles dans la représentation globale de la matrice de transmission.

La variation du débit-volume d'une turbine Francis se fait par ajustement de l'ouverture des aubes directrices. On modifie ainsi la section de passage des canaux de la machine, et donc leur inertie. Ainsi, l'inertie équivalente d'une turbine Francis augmente quand l'ouverture du vannage diminue [29], et tend asymptotiquement vers l'infini à la fermeture complète du distributeur.

L'influence d'une légère dépression a également été étudiée. Jusqu'à la limite d'apparition de la cavitation, la pression d'aspiration n'a pas d'effet sur la matrice de transmission. L'eau du circuit avait été soigneusement dégazée avant cet essai.

Les essais sans écoulement, roue arrêtée, se distinguent des autres: il est extrêmement difficile d'obtenir de bonnes mesures dans ces conditions. Même l'estimation de la célérité d'onde dans les conduites de mesure devient un problème. Cela est peut-être dû à une réverbération excessive dans le circuit en l'absence de dissipations. Les résultats d'essais aux débits réduits sont aussi, dans une moindre mesure, entachés d'une certaine dispersion. L'emploi de

terminaisons anéchoïques [21] dans les conduites de mesure peut contribuer à améliorer la précision des mesures dans ces conditions de fonctionnement.

5.2.3.3 Influence d'une légère cavitation

Dans des conditions acceptables de cavitation d'une machine hydraulique, les plus grands volumes de vapeur sont localisés autour de la section du côté basse pression de la roue. Dans la représentation tripolaire des caractéristiques de transmission, on peut admettre que les effets de la cavitation portent sur l'impédance Z_2 . Il a été montré [74] qu'une cavitation développée influençait également les impédances Z_1 et Z_3 . Brennen et Acosta fournissent une analyse en profondeur de l'activité dynamique des poches de cavitation d'entrée d'une roue de pompe [11 à 14], mais leurs régimes d'essai sont tellement poussés que les résultats de l'étude sont peu applicables dans le domaine des machines hydrauliques industrielles. Stirnemann [122] donne des résultats de mesure intéressants pour la cavitation modérée d'une pompe de $v = 0.314$ avec une roue de 169 mm de diamètre.

Des problèmes pratiques peuvent se poser dans la mesure des caractéristiques de transmission en régime cavitant. Quand on excite le circuit du côté basse pression de la machine, la pression au voisinage de l'excitatrice descend cycliquement au-dessous de la tension de vapeur, et des bouffées de cavitation sont lâchées dans les conduites. Ceci est extrêmement gênant, surtout pour la marche en pompe, puisqu'alors de la vapeur libre entre dans les conduites de mesure et dans la machine, et la vitesse de propagation des ondes est fortement modifiée. En présence d'une cavitation faible à modérée, on admettra que l'impédance principale Z_1 n'est pas modifiée. La connaissance d'une seule famille de modes d'oscillations (excités depuis la conduite du côté haute pression) suffit alors au calcul des impédances marginales Z_2 et Z_3 .

Notons enfin que l'analyse des oscillations de pression qui accompagnent le fonctionnement en régime permanent d'un modèle réduit de turbine permet d'estimer la capacité de cavitation localisée à la section du côté basse pression de la roue [71], et donc l'impédance Z_2 . Cette capacité de cavitation et la fréquence d'oscillations libres qui en résulte sont en première approximation transposables aux conditions de fonctionnement de la machine industrielle au moyen de règles de similitude simples (§ 4.2.2.2).

5.2.3.4 Influence de la rigidité du modèle

Le fond inférieur de la pompe-turbine montée sur l'installation PF4, ainsi que le cône et le coude de l'aspirateur, étaient initialement construits en plexiglas, afin de permettre l'observation des développements de cavitation. Cette disposition particulière était un obstacle à une interprétation poussée des caractéristiques de transmission, puisqu'on ne savait pas au juste quelle était l'influence de la déformabilité accrue des parois. On a donc construit un fond inférieur et un aspirateur entièrement en acier.

La figure 5-14 représente une matrice de transmission évaluée avec les parties en plexiglas. Elle est à comparer avec la matrice de la figure 5-11, obtenue avec l'aspiration en acier. La plus grande dispersion sur la matrice avec l'aspirateur en plexiglas est due au fait que la procédure de

dépouillement n'était pas encore arrivée à maturité. Le rapport des nombres d'ondes entre les deux montages est évalué sur cinq critères:

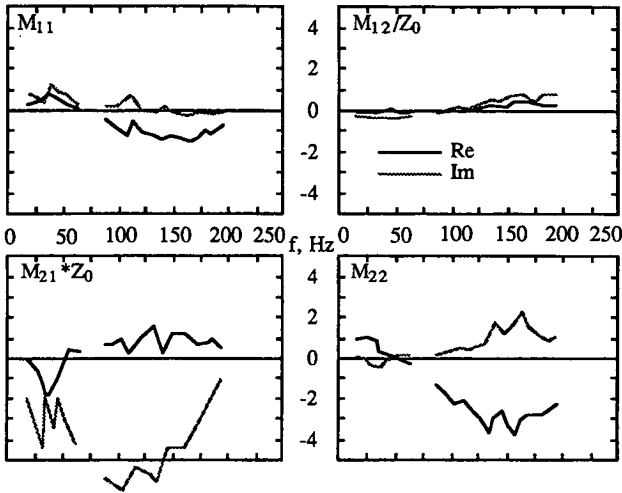


figure 5-14: Matrice de transmission du modèle PF4 avec pièces d'aspiration en plexiglas

Critère	fond plexi	fond acier	rapport
Passage à zéro de la partie réelle de M_{11}	73 Hz	82 Hz	1:1.12
Passage à zéro de la partie réelle de M_{22}	52 Hz	66 Hz	1:1.27
Minimum de la partie réelle de M_{11}	150 Hz	164 Hz	1:1.09
Minimum de la partie réelle de M_{22}	105 Hz	125 Hz	1:1.19
Minimum de la partie imaginaire de M_{21}	150 Hz	205 Hz	<u>1:1.37</u>
Moyenne			1:1.21

Sachant que la longueur de parcours des parties en plexiglas était de 0.415 m et en admettant que la célérité d'onde dans les parties en acier est partout égale à 1320 m/s, ce rapport nous permet de calculer une célérité d'onde de 620 m/s dans les parties en plexiglas. Cette valeur est nettement plus grande que les 100 m/s qui avaient été estimés précédemment.

5.2.3.5 Analyse d'aberrations

La figure 5-15 montre la matrice de transmission estimée dans une bande de fréquences plus basse, de 0.8 à 50 Hz. Les tendances générales des différents termes sont tout à fait normales au-dessus de 15 Hz, mais des évolutions surprenantes ont lieu à basse fréquence. Plusieurs séries d'essais ont donné le même résultat. Si on extrapole ces fonctions jusqu'à la fréquence nulle, c'est à dire jusqu'au régime permanent, l'in vraisemblance de la caractéristique de transmission observée est évidente. La cause de cette aberration apparait clairement si on examine les gains des fonctions de transfert entre les différents canaux à basse fréquence. Si les amplitudes sont bien différentes d'un canal à l'autre pour l'excitation du côté haute pression de

la machine, elles sont à peine distinctes avec l'excitation du côté basse pression. Les gains des signaux des capteurs 4 et 6 par rapport à celui du capteur 3, notamment, sont quasiment confondus. Dans ces conditions, les débits-volume calculés seront fortement conditionnés par le déphasage entre ces signaux. Comme l'amplitude de l'excitation à basse fréquence est faible, il faut s'attendre à une très mauvaise définition du débit aux basses fréquences.

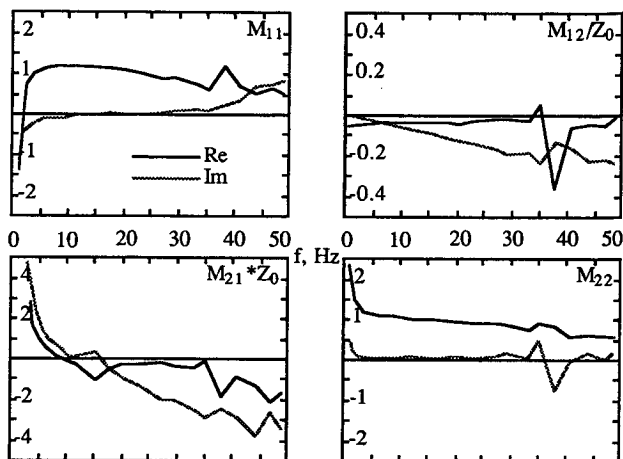


figure 5-15: Matrice de transmission du modèle PF4, basses fréquences

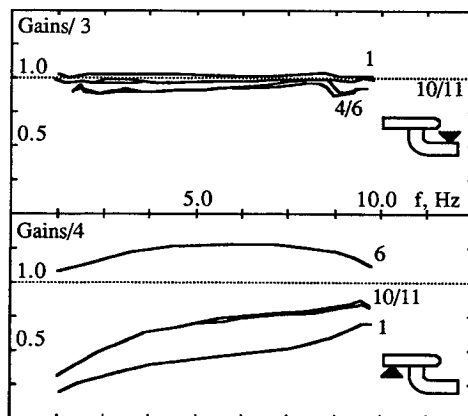


figure 5-16: Fonctions de transfert entre les signaux de pression à basse fréquence, excitation du côté basse pression et du côté haute pression

5.2.3.6 Fonctions de couple, autres extensions

Les caractéristiques de transmission évoquées ici portent uniquement sur les grandeurs fluctuantes hydrauliques: pression et débit-volume. Les matrices de transmission ainsi obtenues sont insérées dans une représentation de la dynamique du système complet pour l'analyse de sa stabilité [111, 112, 123, 132]. Il est possible à ce niveau d'introduire des équations pour la description du couplage fluide-structure afin d'étudier les mouvements des conduites et les efforts sur les ancrages.

Des essais particuliers permettent d'ajouter à la matrice de transmission de la machine hydraulique les influences réciproques des fluctuations de vitesse de rotation, de couple moteur, de pressions, de débits-volume et de position des aubes directrices [23, 74]. Le dispositif expérimental devient cependant vite assez compliqué. Comme les problèmes de stabilité qui nous préoccupent sont essentiellement liés aux fluctuations hydrauliques et que les vibrations des conduites ou les mouvements du vannage sont rarement aux mêmes fréquences, la matrice de transmission purement hydraulique telle qu'elle est décrite ici est suffisante pour la plupart des analyses. Quoi qu'il en soit, elle forme la base pour l'éventuelle étude d'oscillations couplées du fluide et de la structure.

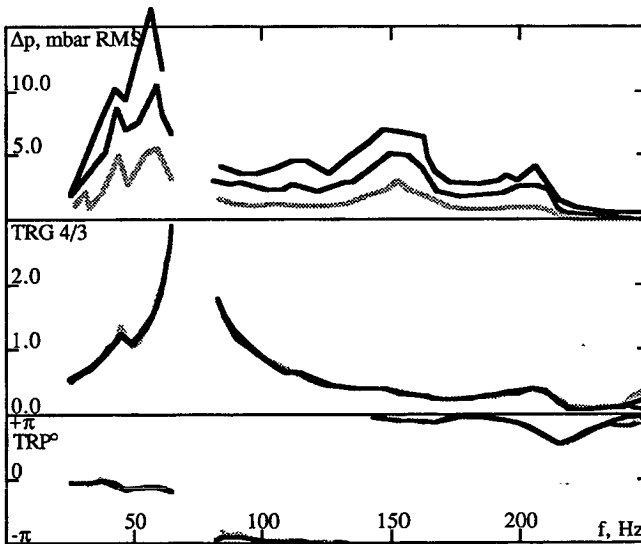


figure 5-17: Amplitude de la réponse et fonction de transfert des signaux de pression de part et d'autre de la machine d'essai pour trois niveaux de puissance d'excitation

5.2.4 Observations marginales

5.2.4.1 Linéarité de la transmission

La linéarité de la transmission est une des grandes hypothèses pour l'emploi de caractéristiques de transmission dans le domaine fréquentiel. Brennen indiquait que la transmission à travers ses pompes axiales restait linéaire pour des oscillations allant jusqu'à 4% du débit-volume de régime permanent [13]. On contrôle aisément que la transmission des perturbations dans les conduites de mesure est linéaire, puisque la demi-somme de fonctions de transfert observée pour l'évaluation de la célérité d'onde est la même si le système est excité à faible amplitude par le bruit de fond hydraulique ou à grande amplitude par la vanne rotative.

Pour établir la linéarité de la transmission à travers notre pompe-turbine radiale, le cycle d'excitation a été parcouru à trois niveaux d'amplitude distincts. La figure 5-17 indique l'amplitude des fluctuations de pression du côté haute pression de la machine, et la fonction de transfert (gain et phase) entre les signaux des capteurs côté haute et basse pression. Malgré des amplitudes nettement différentes d'un enregistrement à l'autre, on ne remarque aucune différence significative entre les trois fonctions de transfert. Les fluctuations de pression et les vibrations mécaniques à la plus grande amplitude seraient tout à fait excessives pour un fonctionnement prolongé. Les matrices de transmission tirées de ces essais sont également identiques, avec une plus grande dispersion à la plus grande amplitude, qu'on peut attribuer à des vibrations mécaniques de l'installation d'essai.

5.2.4.2 Réduction à l'espace de la roue

L'espace de la roue et de la bache spirale est défini du côté haute pression par l'éperon de bache (ou bec de volute), et du côté basse pression par la limite de l'aubage. Si le calcul des fluctuations de pression et de débit-volume à la section de l'éperon ne pose pas de problèmes, la propagation des ondes dans l'aspirateur était une source présumée d'imprécisions. Des capteurs de pression placés dans le coude et dans le cône de l'aspirateur permettent de contrôler la précision de ce calcul.

Les fonctions de transfert entre les signaux des capteurs 8 et 9, ainsi que 10 et 11, sont quasiment unitaires. Nous parlons ici de la réponse à l'excitation externe, et pas de certaines perturbations émises par la machine. La figure 5-18 montre la comparaison des fluctuations de pression mesurées et calculées aux sections des capteurs 7, 9 et 11 (voir figure 5-7). Les parties coniques sont assimilées à des assemblages de conduites cylindriques de section décroissante. Le coude torique est représenté par une conduite cylindrique dont la longueur est prise sur l'axe du coude. Des écarts peuvent être constatés à la section du capteur 7, et dans une moindre mesure à celle du capteur 9. Il s'agit apparemment d'une influence du coude, puisque les différences sont plus sensibles pour l'excitation du côté basse pression, et deviennent très faibles à la section du capteur 11. Il subsiste un écart appréciable au voisinage du pôle qu'on trouve à 190 Hz pour l'excitation du côté haute pression et à 225 Hz pour celle du côté basse pression. Il est normal que la précision soit peu satisfaisante au voisinage des pôles, puisqu'ils indiquent une amplitude faible au canal de référence.

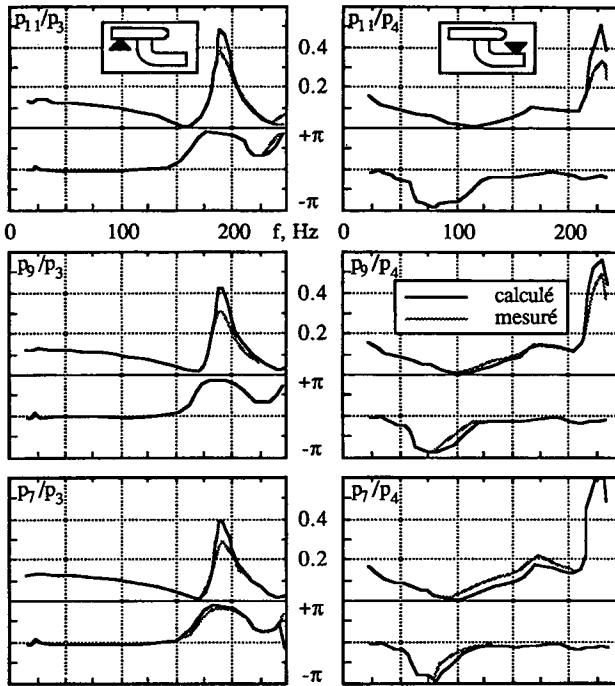


figure 5-18: Comparaison des fluctuations de pression calculées et mesurées dans l'aspirateur du modèle PF4

5.2.4.3 Fluctuations de pression dans l'entrefer

Des capteurs ont été placés dans les axes principaux de la bache spirale, entre la section côté haute pression de la roue et les aubes directrices. La figure 5-19 indique les rapports d'amplitude et les déphasages entre les signaux de ces différents capteurs. Les gains clairement différents des moyennes fréquences pour l'excitation du côté haute pression indiquent que la bache spirale n'est pas un volume librement parcouru par les ondes hydro-acoustiques. Au contraire, des mécanismes de propagation doivent régir la transmission de ces ondes.

5.2.4.4 Déterminant

Le déterminant de la matrice de transmission est représenté sur la figure 5-20. En négligeant les légères ondulations, on peut admettre qu'il est égal à un. La matrice identifiée représente donc la propagation à travers un élément passif, et la représentation tripolaire de la caractéristique de transmission est justifiée.

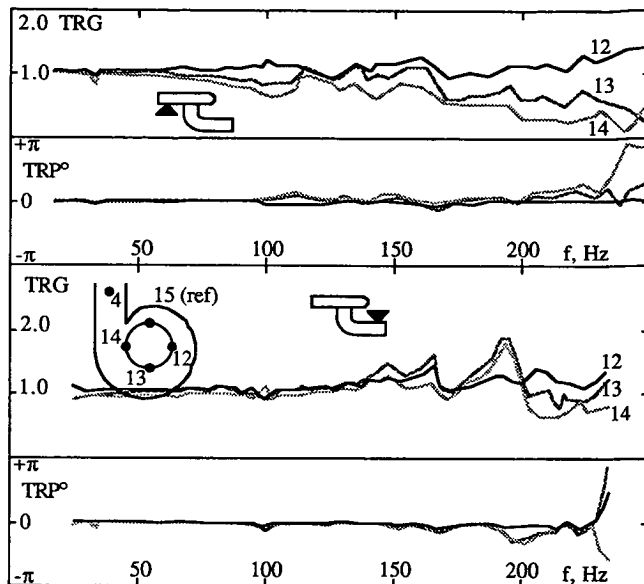


figure 5-19: Distribution des fluctuations de pression entre la roue et les aubes directrices

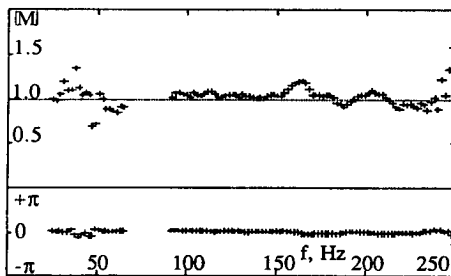


figure 5-20: Déterminant de la matrice de transmission

5.2.5 Elaboration d'un modèle de comportement

5.2.5.1 Longueur du parcours équivalent

Une estimation de la longueur du parcours équivalent peut être tirée de la dérivée par rapport à la fréquence du terme M_{12} de la matrice de transmission à basse fréquence de la figure 5-15. En première approximation, $\text{Im}(M_{12}) = \omega \rho L/A$. On en tire $L/A = 160.5 \text{ m}^{-1}$. Déduction faite de l'inertie de l'aspirateur, il reste celle d'un tronçon de conduite qui va de la section du capteur 4 à

l'éperon, et de l'éperon au premier quart de la circonférence de la bêche spirale, jusqu'au capteur 13. Ce résultat confirme un ordre de grandeur déjà proposé [74].

Aux moyennes fréquences, on peut raisonner sur la pseudo-période des termes de la matrice de transmission. Comparons la matrice complète de la figure 5-11 à la matrice réduite de la figure 5-12. L'élimination des conduites de raccordement déplace les fréquences significatives. Le passage à zéro des fonctions de transmission de la pression et du débit-volume M_{11} et M_{22} , qui se faisait vers 73 Hz, a lieu sur la matrice réduite vers 141 Hz. Si on admet que la vitesse de propagation des ondes est constante dans la machine, la longueur du parcours significatif serait ainsi réduite de moitié. Comme la longueur totale des conduites de raccordement éliminées à la réduction est de 1.14 m, la longueur de parcours caractéristique de l'espace de la bêche spirale et de la roue serait de 1.09 m. Cette distance est considérable si on la compare au diamètre de la roue, qui ne fait que 0.152 m.

Une longueur de parcours équivalente calculée sur la base du terme inertiel de la caractéristique de transmission à basse fréquence donne des résultats tout à fait plausibles. Il semble par contre illusoire de vouloir définir une telle grandeur pour des fréquences relativement élevées.

5.2.5.2 Modèle de comportement à trois impédances

Le modèle de comportement à trois impédances regroupe les effets inertiels et dissipatifs d'un côté, les effets hydro-élastiques de l'autre, dans l'espace de la bêche spirale et de la roue. Cela revient à poser une équivalence directe entre chaque impédances de la représentation tripolaire et un phénomène dynamique élémentaire. La publication [74] montrait qu'un tel modèle de comportement pouvait être établi pour les basses fréquences. D'autres auteurs sont arrivés à des conclusions analogues [3, 122].

Jusque vers 100 Hz, on peut modéliser les impédances du tripôle de la figure 5-13 par une inertie et une dissipation pour Z_1 , et des volumes souples pour Z_2 et Z_3 . Les valeurs numériques de ces impédances indiquent une dissipation de 6.39 J/kg par l/s, ce qui est du même ordre de grandeur que la pente de la caractéristique en régime permanent. L'équation d'inertie donne $L/A = 49.4 \text{ m}^{-1}$ et la déformabilité donne $L \cdot A = 0.055 \text{ m}^3$ si on conserve la célérité d'onde de 1320 m/s. Cela représente une conduite cylindrique de 1.65 m de long pour 0.2 m de diamètre, ce qui est sans rapport avec les dimensions du modèle.

Des interactions dynamiques sensibles dès les moyennes fréquences limitent aux basses fréquences l'emploi d'un modèle de comportement à trois impédances.

5.2.5.3 Modèle de comportement en réseau maillé

Pour essayer de synthétiser par le calcul les évolutions en fréquence des impédances tripolaires estimées, l'espace de la bêche spirale et de la roue est assimilé à un réseau maillé composé d'un assemblage de quatre sortes d'éléments comme indiqué sur la figure 5-21. Les impédances de ces éléments sont identifiées par la méthode des moindres carrés à partir des transformées de Fourier des signaux de pression relevés aux capteurs 4, 11, 12, 13, 14 et 15, et des débits-volume oscillants calculés aux sections des capteurs 4 et 11. Ce calcul indique une nature

purement capacitive des impédances Z_C et Z_D , une nature inertielle et dissipative pour les impédances Z_A et une inertie pure pour les impédances Z_B . En revanche, les fluctuations de pression aux fréquences de rotation et de passage d'aubes sont tellement fortes que les valeurs numériques obtenues sont difficiles à exploiter.

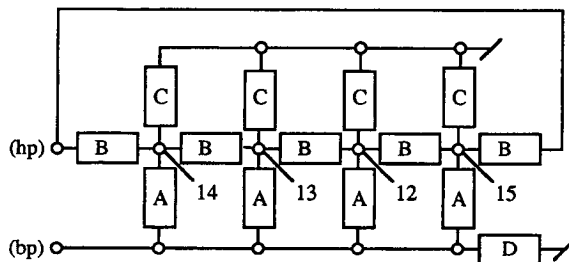


figure 5-21: Schéma de propagation en réseau maillé

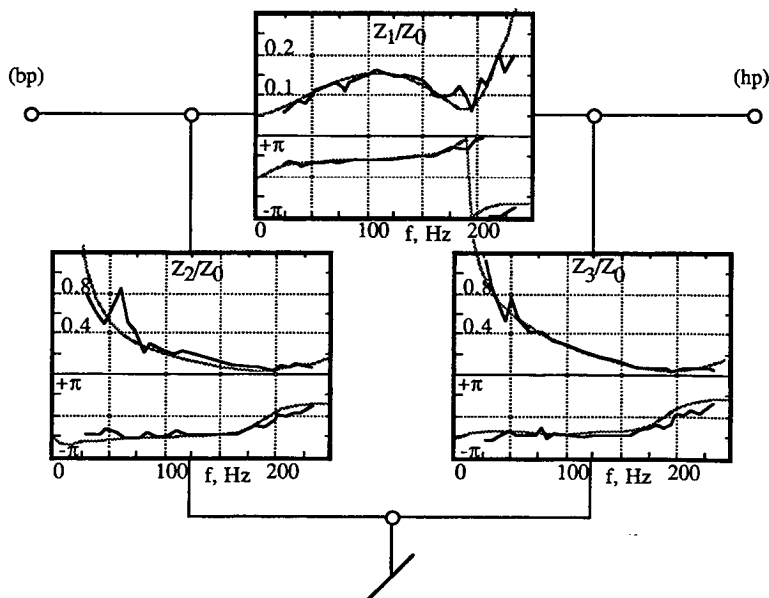


figure 5-22: Comparaison des impédances de la représentation tripolaire de la transmission, estimées à partir des mesures et calculées à partir du modèle de comportement.

$$Z_A/Z_0 = 0.2 + 0.0006 j\omega$$

$$Z_B/Z_0 = 0.0003 j\omega$$

$$Z_C/Z_0 = -j/0.002 \omega$$

$$Z_D/Z_0 = -j/0.002 \omega$$

Un calcul itératif donne les valeurs numériques de l'approximation de la figure 5-22. Les évolutions des impédances sont très bien reproduites par une structure en réseau maillé du modèle de comportement. Le suivi graphique du calcul itératif montre également comment la valeur de

chaque paramètre influence l'évolution en fonction de la fréquence des trois impédances du tripôle. La capacité choisie pour Z_D n'a d'influence sensible ni sur la fréquence du zéro des trois impédances du tripôle à 200 Hz, ni sur la grandeur de Z_3 . Elle ne concerne en fait pratiquement que Z_2 . La capacité de Z_C fixe avec les inerties de Z_A et Z_B le zéro des impédances à 200 Hz et le rapport entre les inerties de Z_B et Z_A le marque plus ou moins. La dissipation de Z_A est ajustée pour reproduire correctement le saut de phase au zéro des impédances à 200 Hz.

Les valeurs des paramètres identifiés sont associées à la physique de la transmission. Les inerties de Z_A correspondent à un rapport $L/A = 100.8 \text{ m}^{-1}$. Le rapport des dimensions des canaux du distributeur et de la roue nous donne une finesse $L/A = 126 \text{ m}^{-1}$. Les dissipations de Z_A indiquent une perte de charge linéarisée de 33.6 J/kg par l/s , c'est à dire une pente de la caractéristique de la pompe en régime permanent de -8.4 J/kg par l/s . La caractéristique mesurée de la machine a une pente de -8.0 J/kg par l/s .

Les inerties de Z_B sont deux fois plus petites que celles de Z_A : $L/A = 50.4 \text{ m}^{-1}$, c'est à dire un diamètre de 87 mm pour une longueur de 300 mm. Ces valeurs sont tout à fait représentatives de tronçons qui formeraient des quarts de bache spirale.

Si on prend le volume ainsi défini pour calculer les capacités de Z_C , la célérité d'onde doit être de 410 m/s. Cela indiquerait une déformabilité de la bache spirale beaucoup plus grande que prévue, ou alors la présence de gaz ou de vapeur dans l'écoulement. D'après la formule de Wood, une telle chute de la célérité d'onde serait obtenue pour un taux de vide de 0.08%. Cette explication n'est cependant pas satisfaisante, pour trois raisons principales:

- La fréquence du zéro des trois impédances, influencée seulement par la capacité de Z_C si on admet Z_A et Z_B constantes, n'est pas affectée par une variation du débit-volume en régime permanent, et donc de l'incidence sur les aubes. Il ne s'agit donc pas d'un phénomène de cavitation d'entrée des directrices.
- De même, la fréquence du zéro ne varie pas avec la pression d'aspiration. Il ne peut donc s'agir de développements de vapeur lâchés de la roue vers la bache spirale.
- Enfin, l'essai est tout à fait répétitif d'un jour à l'autre, même après un changement d'eau et un nouveau dégazage. Il est donc peu probable que la célérité d'onde réduite soit due à une mauvaise purge de la machine.

En l'absence de cavitation, la capacité de Z_D est égale à celle de Z_C .

On arrive ainsi, avec un assemblage en réseau maillé d'éléments à dynamique simple dont les valeurs numériques sont tirées des dimensions de la machine, à reproduire la caractéristique de transmission estimée à partir de mesures de fluctuations de pression. Des lois de similitude établies permettent de transposer les inerties et les dissipations à une machine géométriquement semblable, mais de dimensions différentes.

Cela ne permet tout de même pas de quantifier a priori la réduction de célérité d'onde dans la bache spirale, ni de la transposer aux dimensions de la machine industrielle. Un travail d'interprétation doit encore être fourni dans cette direction.

5.3 Représentation des sources de perturbations

5.3.0 Préliminaires

L'incorporation d'un modèle d'émission de perturbations acoustiques au modèle de comportement d'une turbomachine hydraulique est traitée au paragraphe 5.3

5.3.1 Généralités

5.3.1.1 Sources de perturbations

Le régime d'écoulement dans un circuit hydraulique peut être perturbé par toutes sortes d'événements extérieurs ou inhérents au fonctionnement du circuit: manoeuvre de vanne, variation de la puissance demandée, démarrage, arrêt, perte de contrôle, vagues de surface dans les bassins, mais aussi les battements de vannes entretenus par l'écoulement, les écoulements perturbés dans les coudes et vannes et au voisinage des poches de cavitation, les sillages, les instabilités d'écoulement de toutes sortes, et notamment celles qui sont liées à la rotation de l'écoulement dans l'aspirateur des turbines Francis.

On divise traditionnellement les sources de perturbations en trois catégories:

- Les sources de débit imposent une variation de la vitesse d'écoulement;
- Les sources de pression imposent une variation de l'énergie hydraulique massique;
- Les sources d'impédance imposent une variation des caractéristiques statiques ou dynamiques du circuit.

Cette division est naturellement arbitraire. La plupart des perturbations inhérentes au fonctionnement du circuit tombent dans la troisième catégorie; pour synthétiser plus aisément leur effet par le calcul, on aura souvent tendance à choisir une représentation en source de pression ou de débit. De même, les sources de pression ou de débit ne sont en réalité jamais parfaites. Enfin, les variations de caractéristiques d'éléments de circuits sont presque toujours présentées comme un assemblage de caractéristiques en régime permanent.

5.3.1.2 Modélisation des sources dans les calculs

Les calculs de régimes transitoires, par différences finies de l'espace et du temps (méthode des caractéristiques) ou par intégration de l'équation d'état (méthode des constantes localisées), donnent une grande liberté au programmeur pour la modélisation des sources de perturbations. Grâce à la structure modulaire du calcul, l'introduction de calculs annexes, de boucles de contre-réaction ne pose en principe aucun problème.

Le calcul de régimes transitoires manipule aisément les éléments de circuit non-linéaires. Cette possibilité peut être très précieuse pour l'étude de la réponse à certaines excitations particulières.

Il permet encore d'introduire plusieurs sources de perturbations simultanément actives dans un circuit. Ces sources peuvent être transitoires ou périodiques (dans ce second cas, on fenêtrera le début du signal d'excitation pour limiter les réponses transitoires indésirables). Leur séquence d'action peut être choisie sans restrictions.

Les calculs de régimes périodiques par la méthode des impédances [131, 134] sont basés sur une représentation linéaire de la dynamique des systèmes. La réponse à l'excitation est évaluée à partir des équations de propagation à travers toutes les branches du circuit jusqu'aux limites d'impédance connue. De tels calculs ne pourront donc tenir compte que d'une seule source de perturbations dans le système. Les réponses à des perturbations multiples seront alors élaborées séparément et superposées.

5.3.2 Sources et matrices de transmission

5.3.2.1 Matrice avec sources internes

Il n'existe pas de méthode rigoureuse pour l'identification de la source de perturbations interne à une machine hydraulique. L'intensimétrie hydro-acoustique permet d'évaluer pour chaque fréquence la puissance des oscillations rayonnées par la machine en minimisant l'influence du circuit d'essai. Pour le reste, la nature de la source dépend sensiblement du modèle d'identification.

La représentation la plus courante des émissions hydro-acoustiques de la machine se compose d'un ou deux vecteurs source localisés aux limites basse pression et haute pression de la machine [3, 125]. Pour que ce modèle ait une certaine vraisemblance, il faut naturellement que les limites soient ramenées à l'espace de la roue et de la bêche spirale.

$$\begin{bmatrix} P_{hp} \\ Q_{hp} \end{bmatrix} = [M] \begin{bmatrix} P_{bp} + P_{sbp} \\ Q_{bp} + Q_{sbp} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} P_{shp} \\ Q_{shp} \end{bmatrix}$$

La matrice [M] est évaluée selon l'équation homogène de transmission avec des conditions expérimentales qui permettent de négliger les sources internes. Il est en principe nécessaire de lisser les fonctions obtenues, par exemple au voisinage de la fréquence de passage d'aubes, pour éviter des aberrations. Les oscillations mesurées sans excitation externe permettent ensuite de calculer les vecteurs source. Rappelons qu'il s'agit là de représentations arbitraires et localisées des sources hydro-acoustiques réparties dans la machine.

Il n'est pas toujours possible de générer plusieurs familles de modes d'oscillation sans excitation externe. Des approximations permettent alors de quantifier les sources acoustiques internes. On peut par exemple admettre arbitrairement que les pressions et débits sources sont liés par les impédances acoustiques caractéristiques: $q_{shp} = -p_{shp}/Z_{0hp}$; $q_{sbp} = +p_{sbp}/Z_{0bp}$. On peut également décider qu'il s'agit de sources de débit ou de pression pures. On peut enfin dire qu'il n'y a qu'une source ponctuelle [3], et calculer directement la pression et le débit-volume associés à cette source.

Toutes les caractéristiques de transmission présentées ici sont évaluées sur le modèle d'une équation de transmission homogène. L'influence des sources acoustiques internes sur les oscillations hydrauliques est négligée. Cette approximation est légitime dans notre cas, puisque les conditions d'expérience adoptées rendent le rayonnement hydro-acoustique de la machine d'essai négligeable par rapport à celui de l'excitatrice. La figure 5-23 montre l'amplitude des fluctuations de pression aux sections des capteurs 3 et 4, aux brides de raccordement des côtés basse pression et haute pression de la machine. L'amplitude RMS est donnée avec (trait plein)

et sans excitation (traitillé). Le seul signal sensible sans excitation est à la fréquence de passage d'aubes et à son harmonique 2.

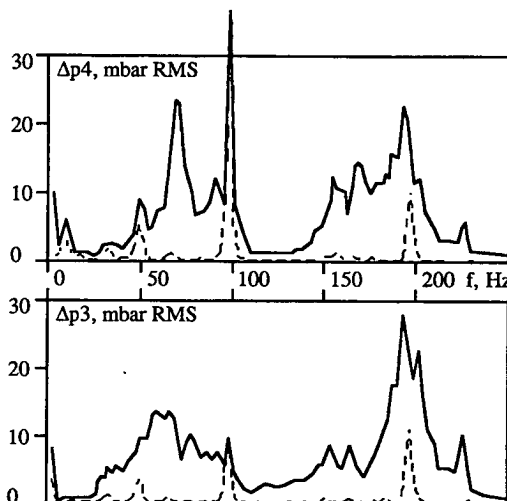


figure 5-23: Amplitude des réponses à l'excitation externe et à l'excitation par la pompe

5.3.2.2 Résultats d'essai, discussion

La connaissance de la matrice de transmission nous permet d'exploiter les fluctuations observées sans excitation pour évaluer les sources acoustiques internes de la machine. La figure 5-24 représente les sources de perturbations internes ainsi identifiées pour une pompe centrifuge d'Electricité de France, $v = 0.144$ avec une roue à 6 aubes et une bache spirale sans aubes. Deux sources sont localisées aux bornes de l'espace de la bache spirale et de la roue. Les débits et pressions des sources sont liés par l'impédance acoustique de référence. Quand on raisonne sur de telles estimations de sources acoustiques, il faut toujours se dire que leur localisation et la correspondance entre le débit-volume et la pression de la source ("impédance" de source) sont arbitraires. Cette convention a cependant l'avantage de produire des sources de pression et de débit linéairement dépendantes, ce qui fait que le module de l'un ou l'autre représente, à une constante près, la racine carrée de la puissance acoustique associée à la source localisée.

Les pressions de source, donc, sont représentées en fonction du débit-volume pour un fonctionnement à la vitesse de rotation constante de 981 t/min (16.35 Hz, passage d'aubes à 98.1 Hz). La perturbation à la fréquence de passage d'aubes domine nettement dans les deux sources. Du côté haute pression, le passage d'aubes délivre un maximum de puissance acoustique à débit partiel. L'intensité de l'émission est minimale autour du débit de meilleur rendement. Elle est à nouveau plus grande vers les forts débits. Cela s'explique par l'incidence plus ou moins grande (et minimale près du régime optimal) des champs de vitesses autour des

aubes en mouvement par rapport à l'obstacle fixe de l'éperon de bêche. Les pics moins marqués à trois et neuf fois la fréquence de rotation sont probablement dus à un mouvement radial à trois lobes de l'arbre de la pompe. Ces perturbations là ne sont naturellement pas transposables d'une pompe modèle à une machine de construction différente. Du côté basse pression, seule les excitation à trois fois la fréquence de rotation et à la fréquence de passage d'aubes sont visibles. Il est intéressant de remarquer qu'ici, l'intensité de la perturbation associée au passage d'aubes croît plus ou moins linéairement avec le débit-volume. Elle ne décrit pas de minimum au régime optimal. On a donc bien affaire à deux mécanismes d'excitation de tendances clairement distinctes. La double localisation de la source est bien nécessaire.

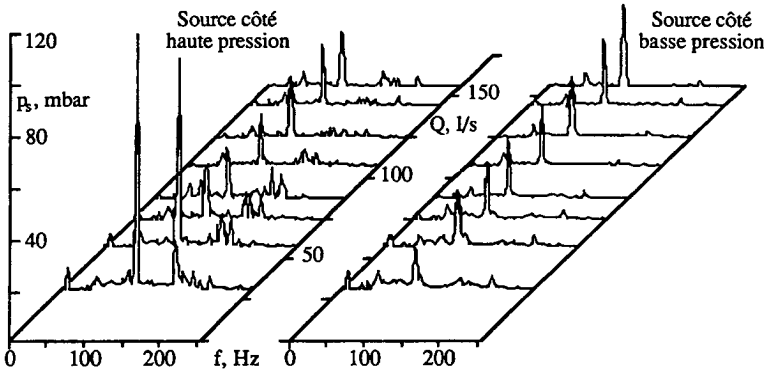


figure 5-24: Estimation des sources de pression internes d'une pompe centrifuge $v = 0.144$ à diffuseur non aileté

Dans cette pompe de faible vitesse spécifique fonctionnant hors cavitation, on n'a pas observé d'oscillations liées à la prérotation de l'écoulement dans le tuyau d'aspiration.

Dans une turbine Francis comme dans certaines pompes centrifuges, la bêche est munie d'aubes stationnaires pour la reprise des efforts et - pour les turbines - pour le réglage du débit. La perturbation liée au passage d'aubes est alors repoussée vers de plus hautes fréquences: le produit de la fréquence de rotation par le nombre d'aubes de roue et par le nombre d'entretoises ou d'aubes du vannage (typiquement 13 et 24 pour une turbine Francis). On se trouve alors généralement au-dessus de la fréquence de coupure acoustique. Cette excitation, si elle sollicite la structure par des vibrations, ne se propagera pas vers les conduites d'adduction, à moins d'un défaut grave de conception [22, 32]. En fait, on peut assez raisonnablement admettre que les perturbations de basse fréquence générées par le fonctionnement normal d'une turbine Francis peuvent être localisées dans l'aspirateur.

L'estimation complète des sources acoustiques d'une turbine Francis à l'aide de la matrice de transmission est nécessaire à une quantification des perturbations aux fréquences moyennes à relativement élevées. Pour les basses fréquences, la connaissance des émissions de puissance acoustique au raccordement de la bêche spirale permet de poser plus simplement une représentation acceptable des sources acoustiques, comme on le verra au § 6.1.

5.3.3 Quantification des sources par la puissance acoustique

On a vu au § 4.3 comment évaluer et commenter l'émission de puissance acoustique observée à la limite haute pression d'un modèle réduit de turbine Francis. Il reste à montrer que cette observation reflète bien la nature de la source dominante, qui se situe dans l'écoulement perturbé à la sortie de la roue et dans l'aspirateur.

A basse fréquence, l'aspirateur peut être représenté par l'assemblage d'une compressibilité \tilde{C} déterminée essentiellement par le volume de vapeur dans la torche, et par l'inertie \tilde{L}_a de sa colonne liquide. La similitude des impédances correspondantes sera:

$$\lambda_{Z_C} = \lambda_f^{-1} \cdot \lambda_C^{-1} = \lambda_n^{-1} \cdot \lambda_R^{-3} \lambda_\gamma \lambda_\sigma \lambda_E = \lambda_n^{-1} \cdot \lambda_R^{-3} \lambda_E = \lambda_n \lambda_R^{-1} \quad \text{si} \quad \lambda_\sigma = \lambda_\gamma = \lambda_\phi = \lambda_\psi = 1$$

$$\lambda_{Z_{L_a}} = \lambda_f \cdot \lambda_L = \lambda_f \cdot \lambda_R^{-1} = \lambda_n \lambda_R^{-1} \quad \text{si} \quad \lambda_\sigma = \lambda_\phi = \lambda_\psi = 1$$

Selon § 5.2.5, le passage à travers l'espace de la bache et de la roue est principalement déterminé par une dissipation \tilde{R} et une inertie \tilde{L}_b , qui suit la même similitude que \tilde{L}_a (en présence d'une torche, la compressibilité de l'espace de la bache et de la roue devient négligeable, comme celle de la colonne liquide dans l'aspirateur).

$$\lambda_{Z_R} = \lambda_R = \lambda_E \lambda_Q^{-1} = \lambda_R^2 \lambda_n^2 \cdot \lambda_R^{-3} \lambda_n^{-1} = \lambda_n \lambda_R^{-1} \quad \text{si} \quad \lambda_\phi = \lambda_\psi = 1$$

On a vu de plus au § 3.2.2.5 que les amplitudes des fluctuations de pression étaient en similitude à la source. Les fluctuations de débit liées aux sources de fluctuations de pression par les seules impédances détaillées ci-dessus seront donc déterminées par:

$$\lambda_{\Delta Q} = \lambda_{\Delta p} \lambda_p^{-1} \lambda_Z^{-1} = \lambda_E \lambda_R \lambda_n^{-1} = \lambda_R^3 \lambda_n = \lambda_Q \quad \text{si} \quad \lambda_\phi = \lambda_\psi = 1$$

A cause de la non-similitude de l'impédance hydraulique de la conduite d'alimentation, les amplitudes observées des fluctuations de pression dans le modèle réduit ne sont pas directement transposables à la machine prototype. Cependant, si à la source les fluctuations de pression sont en similitude et si les impédances des éléments de circuit au voisinage de la source suivent le facteur d'échelle $\lambda_n \lambda_R^{-1}$, alors les puissances acoustiques dans ce voisinage seront en similitude. Dans ces conditions, la puissance acoustique adimensionnelle telle qu'introduite au § 4.3.1 représente aussi bien l'excitation de l'installation hydraulique d'essai en laboratoire que celle des ouvrages d'adduction de la turbine industrielle.

6. Vers la prédiction

6.1 Transposition des observations

6.1.0 Préliminaires

Le paragraphe 6.1 établit une rapide synthèse des chapitres 4 et 5. Il résume et commente les éléments à retenir pour une prédiction de stabilité de fonctionnement à partir d'observations en laboratoire.

6.1.1 Qualification

6.1.1.1 Eléments de la qualification

La qualification sur modèle réduit du comportement dynamique d'une turbine Francis, en application des principes exposés dans les chapitres 3 et 4, fournit au moins les éléments d'analyse suivants:

- le spectre d'amplitude moyenné des oscillations de pression en paroi du cône de l'aspirateur, dans l'axe de la machine, du côté intérieur du coude de l'aspirateur (signal "cône aval");
- le spectre d'amplitude moyenné, avec déphasage par rapport au cône aval, des oscillations de pression en paroi du cône de l'aspirateur, à l'opposé du point précédent (signal "cône amont");
- le spectre d'amplitude moyenné, avec déphasage par rapport au cône aval, des oscillations de pression à l'entrée de la bêche spirale.

La bande de fréquence de l'analyse s'étend au moins de 0.2 à 2 fois la fréquence de rotation de la roue. La moyenne spectrale est calculée sur une durée d'enregistrement égale à 200 à 300 tours de roue.

Ces informations pré-traitées sont disponibles pour vingt à trente ouvertures de distributeur au coefficient d'énergie ψ principal de l'installation et au nombre de Thoma σ d'installation correspondant. Si les variations de chute sont importantes, cet essai doit être répété, en principe tous les 0.10 ψ_{ref} . Des détails de l'influence de σ et de ψ aux ouvertures les plus remarquables du distributeur donnent une base pour l'extrapolation des résultats à des conditions de fonctionnement légèrement différentes.

Par une analyse phénoménologique de ces éléments, on peut en dégager, pour chaque point, selon le régime d'essai, un ou plusieurs des éléments suivants:

- la fréquence relative de la précession de charge partielle;
- les amplitudes relatives de l'oscillation associée à la précession, pour les deux signaux du cône et pour le signal d'entrée de bêche, avec le déphasage sur le diamètre principal du cône d'aspirateur;
- la fréquence relative des oscillations libres de la colonne d'eau dans l'aspirateur, à charge partielle comme à forte charge, et l'amplitude relative des pulsations de forte charge au cône aval;
- la fréquence et l'amplitude relatives de l'oscillation de 80% de charge au cône aval.

6.1.1.2 Éléments additionnels

Une analyse basée sur la géométrie de l'aspirateur permet de tirer la capacité, ou compressibilité, réduite de la torche, pour chaque point d'essai où la fréquence d'oscillations libres est définie.

On peut de plus évaluer, pour chaque point d'essai, la puissance acoustique associée aux oscillations à l'interface hydraulique entre le modèle réduit et le circuit de laboratoire.

Un capteur de couple dynamique sur l'arbre de transmission donne une image des fluctuations de puissance mécanique.

Des capteurs additionnels permettent de mieux caractériser les phénomènes dynamiques associés au fonctionnement du modèle réduit de turbine.

6.1.1.3 Fidélité, sensibilité

Des essais répétés avec une même configuration du modèle réduit, après un démontage et un remontage suivi d'un dégazage soigné, donnent les mêmes résultats. La fréquence, l'amplitude et la distribution dans le cône de l'aspirateur de l'oscillation de charge partielle, la fréquence des oscillations libres et les régimes d'amplification, les événements annexes comme l'oscillation de 80% de charge, se répètent très bien si les mêmes conditions d'essai sont réunies. On peut donc dire que l'essai de stabilité d'un modèle réduit de turbine Francis donne une image fidèle du comportement dynamique associé au tracé de machine proposé et aux conditions de fonctionnement envisagées.

Cette fidélité est tout de même nuancée. En effet, le même modèle implanté dans des conditions de laboratoire différentes (impédance de la conduite d'alimentation, régulation de vitesse du dynamomètre, qualité de l'eau) laissera voir des caractéristiques dynamiques légèrement différentes. Une interprétation en profondeur des observations réalisées sur modèle réduit reste de mise.

La sensibilité des instruments intervient à deux niveaux. Tout d'abord, il est essentiel, pour la bonne conduite des essais, de travailler sur une installation de laboratoire avec de très bonnes possibilités de réglage du régime de fonctionnement. Ensuite, il s'agit, typiquement à charge partielle, de discerner dans les signaux mesurés des composantes spectrales d'amplitudes très différentes. Une assez grande sensibilité, donc, est nécessaire à l'essai de stabilité, aussi bien dans les instruments de contrôle que dans le matériel de mesure.

6.1.2 Vers la transposition

6.1.2.1 Généralités

Le travail du laboratoire d'essais s'arrête avec la définition des éléments énumérés aux § 6.1.1.1 et 6.1.1.2. Les discussions des chapitres 3, 4 et 5, en effet, montrent que ces résultats fournissent une description adéquate et complète du comportement dynamique de la turbine Francis étudiée.

La suite des opérations est du ressort de l'ingénieur conseil qui suit le projet. Il s'agit de mettre en oeuvre des calculs de réponse dynamique dans le domaine fréquentiel et d'évaluer les modes principaux de l'installation.

Un développement important reste à faire pour l'appréciation des résultats de ces calculs et la mise au point de corrections tenant compte des effets d'échelle. Ce développement ne pourra se faire qu'au fil des ans, avec l'accumulation de résultats obtenus selon la procédure du chapitre 3 et leur comparaison avec les observations réalisées sur les installations prototype après leur mise en service.

6.1.2.2 Intensité de l'excitation

On a vu au § 5.3.3 que l'émission de puissance acoustique adimensionnelle mesurée dans la conduite d'alimentation du modèle réduit de turbine était bien représentative de la source de perturbations présumée. Il suffit donc de recalculer la puissance acoustique dimensionnelle à l'entrée de la bache spirale dans l'environnement prototype. On évalue ensuite le produit $p \cdot q^*$ à l'aide de l'angle de phase φ_Z de l'impédance hydraulique locale Z , puis l'amplitude des fluctuations de pression à l'entrée de la bache.

$$p \cdot q^* = \text{PAG} (1 + j \operatorname{tg}(\varphi_Z)) \quad \text{et} \quad |p| = \sqrt{Z^* \cdot p \cdot q^*}$$

En fixant nulle la phase de la pression à l'entrée de la bache, on peut éventuellement ensuite calculer la réponse locale en débit-volume, puis la propagation de l'état périodique dans l'installation. Dans la propagation à travers la machine, on placera arbitrairement une source de débit, par exemple au niveau de l'élément compressible représentant la torche ou dans le coude de l'aspirateur, pour obtenir l'accord des oscillations dans la restitution.

6.1.2.3 Fréquences

Cette opération peut naturellement se faire globalement, sur tout le spectre mesuré de puissances acoustiques, mais il faut alors poser quelques restrictions sur les fréquences.

La fréquence de précession est entièrement déterminée par la distribution de vitesses dans le cône de l'aspirateur et par sa géométrie. Elle est transposable si les écoulements sont en similitude.

La fréquence de l'oscillation de 80% de charge semble également déterminée par l'écoulement, mais sa transposabilité ne saurait être tout à fait établie tant que la nature physique de cette oscillation n'est pas expliquée.

La fréquence des oscillations libres de la colonne d'eau dans l'aspirateur pose un problème légèrement différent. Dans les essais sur modèle réduit, le passage de la roue a une admittance négligeable vu depuis l'aspirateur, même en l'absence de torche. On ne note pas d'influence de l'impédance de la conduite d'alimentation sur la fréquence des oscillations libres. Dans les configurations en grandeur nature, les calculs de comparaison semblent cependant indiquer la nécessité de prendre en compte la dynamique des ouvrages d'adduction [71, 79].

Pour cette raison, il faut transposer les observations des essais sur modèle réduit en deux étapes. D'abord, on examine le régime forcé hors résonance à partir des intensités acoustiques mesurées en laboratoire, puis on calcule les fréquences des oscillations libres sur la base des données tirées de l'essai sur modèle réduit, voir § 7.1.

Remarquons que si une fréquence de résonance du système hydraulique complet coïncide avec celle du régime libre de la colonne d'eau dans l'aspirateur, il y a danger: en dehors de la turbine, peu d'éléments de circuit dans l'adduction d'une usine hydraulique sont dissipatifs. Si, donc, l'impédance s'annule au niveau de la roue pour une fréquence d'accord du système, on aura affaire à un mode très peu dissipatif et les amplitudes peuvent devenir excessives.

6.1.2.4 Capacité réduite de torche

Le régime libre de l'installation prototype est calculé selon § 2.1.5.3, avec les capacités réduites de torche (§ 4.2.2.2) tirées des résultats d'essai. Cette grandeur, pour les différents cas de fonctionnement envisagés, est absolument nécessaire à la conduite d'une analyse sérieuse des régimes libres des systèmes de conduites.

La capacité réduite de torche peut varier fortement selon le tracé particulier de la machine. Il est tout à fait irréaliste de la déterminer à partir de valeurs statistiques. Elle doit absolument être évaluée à l'occasion des essais sur modèle réduit.

6.2 Limitations

6.2.0 Préliminaires

Pour tirer un maximum de profit d'une méthode d'analyse, l'utilisateur doit être conscient de ses limitations. Le paragraphe 6.2 propose donc un commentaire de différents points délicats de la prédiction de stabilité de fonctionnement.

6.2.1 Insuffisance des connaissances

6.2.1.1 Critique des similitudes mises en oeuvre et effets d'échelle

Dans toute la technique des essais sur modèle réduit de turbines hydrauliques, l'impossibilité de réaliser la similitude de Reynolds se traduit par une distorsion de différents phénomènes liés à la viscosité qu'on compense généralement au moyen de formules de correction d'effets d'échelle. Ces formules, qui allient une analyse phénoménologique à une base de données expérimentales, sont établies et améliorées au cours des ans, par comparaison de résultats de modèles réduits et de prototypes en référence aux similitudes d'essai.

Les forces de viscosité ont une influence sur le comportement dynamique d'une turbine Francis. Les couches limites tridimensionnelles dans la roue et les écoulements secondaires qui en résultent modifient légèrement les distributions de vitesses à l'entrée de l'aspirateur. Les décollements qui se produisent dans l'aspirateur à certains régimes de fonctionnement sont aussi déterminés par les forces de viscosité. Les gradients de vitesses importants au voisinage de la torche donnent lieu à des forces de cisaillement fluide qui affectent certainement la dynamique locale, et notamment la capacité de torche.

Le non-respect des similitudes de Froude et de Reynolds ne semble pas poser de problèmes excessifs, puisque la chute d'essai n'a pas d'influence systématique sur les observations de stabilité, pour autant que la cote de référence pour la similitude de cavitation soit placée à la sortie de la roue.

La similitude de l'eau d'essai reste un point délicat malgré le dégazage. Il va de soi que la qualité de l'eau d'un aménagement hydro-électrique ne peut pas être contrôlée. Elle variera suivant la saison, le type d'adduction, le mode d'exploitation.

La construction du modèle réduit est différente de celle de la machine industrielle. Il est indispensable d'observer les formations de vapeur sur la roue, et de pouvoir démonter facilement cette dernière pour lui apporter des modifications. La rigidité des parois du modèle réduit sera donc souvent amoindrie, et la chute d'essai sera limitée par la résistance du montage. Les ancrages du modèle réduit auront un comportement très différent de celui du bétonnage de la turbine grandeur nature. Les vibrations ne seront pas semblables.

6.2.1.2 Localisation de la source de perturbations

La source principale des perturbations à basse fréquence liées au fonctionnement des turbines Francis est située à la sortie de la roue, dans la zone du cône et du coude de l'aspirateur. Or, l'évaluation de l'émission de puissance acoustique selon la méthode proposée n'est possible que dans une conduite uniforme, c'est à dire à l'entrée de la bêche. On peut donc craindre que les conditions de réflexion sur la roue de la turbine et la consommation de puissance acoustique au passage de la roue ne diffèrent sensiblement entre le modèle réduit et la machine grandeur nature. Les lois de transposition sur les impédances (§ 5.3.3) qui interviennent dans la transmission partielle des perturbations entre la sortie de la roue et l'entrée de la bêche indiquent que ces réflexions et absorptions seront bien en similitude pour autant que la compressibilité de torche reste dominante par rapport aux déformations des parois de la machine. Ce point reste cependant à confirmer au vu de comparaisons d'observations sur prototype avec des prédictions formulées à partir d'essais en laboratoire sur modèle réduit.

On pourrait également objecter que la transmission partielle des perturbations entre la sortie de la roue et l'entrée de la bêche est influencée par l'impédance hydraulique de la conduite d'alimentation. Cela semble cependant peu vraisemblable, puisque la linéarité de cette transmission a été établie (§ 5.2.4.1) jusqu'à des niveaux d'amplitude excessifs du point de vue de l'exploitation. On peut donc admettre que la propagation du vecteur source se fera en fonction de la caractéristique de transmission de la turbine et se superposera à l'oscillation d'ensemble du circuit (§ 5.3.2.1). Du reste, il a été démontré [5, 105] que la puissance acoustique émise était indépendante de la position le long d'une conduite uniforme. Des essais réalisés avec une pompe fonctionnant à différents régimes avec trois configurations du circuit côté haute pression [105] ont montré que les seules variations dans les émissions de puissance acoustique étaient imputables à des erreurs de mesure dues à une mauvaise définition des déphasages. C'est la raison pour laquelle on évite les terminaisons acoustiquement nettes (dont le module du coefficient de réflexion est proche de 1) des conduites de raccordement.

6.2.1.3 Progrès possibles à moyen terme

La plus grande source de progrès à attendre dans les années qui viennent est dans l'analyse de résultats d'essai sur prototypes. La formulation d'exigences contractuelles sur la stabilité de fonctionnement des turbines Francis entraînera une généralisation d'essais systématiques dans ce domaine. Il sera alors dans l'intérêt des exploitants de contrôler, à la mise en service de l'installation, non seulement la tenue des garanties mais aussi la conformité avec les résultats d'essais sur modèle réduit. Pour cela, les emplacements de capteurs seront prévus dès la conception de la machine grandeur nature. La généralisation de ces résultats comparés modèle-prototype apportera les éléments fondamentaux pour l'approche des effets d'échelle.

En ce qui concerne les effets de viscosité, on peut également attendre une certaine aide des analyses numériques d'écoulement. Des calculs d'écoulement permanent dans les aspirateurs selon l'équation de Navier-Stokes permettent déjà d'imaginer certains effets d'échelle. Dans un futur proche, on peut imaginer faire des calculs Navier-Stokes instationnaires dans des géométries de plus en plus complexes. L'étude des effets d'échelle sur la capacité de torche, avec le calcul

instationnaire visqueux d'une interface eau-vapeur, restera pourtant encore longtemps inaccessible.

6.2.2 Défauts de modélisation et réalisations non conformes

6.2.2.1 Calcul du régime libre et problème de l'amortissement

La constitution d'un modèle pour le calcul du régime libre de l'installation prototype présente certaines difficultés.

La vitesse de propagation des ondes dans les conduites forcées est souvent difficile à estimer avec précision au niveau du projet. La teneur en gaz de l'eau, la rigidité effective de la paroi de la conduite (en tenant compte de la reprise d'efforts par le rocher dans le cas d'un puits blindé) sont souvent des caractéristiques mal connues.

Si l'aspirateur n'est pas suffisamment court pour qu'on puisse admettre que toute sa compressibilité est localisée à la sortie de la roue, il peut devenir nécessaire de définir des tronçons avec des célérités d'onde réduites. La célérité d'onde peut tomber jusqu'à 50 m/s dans un écoulement avec bulles entraînées. Il faut alors réduire la capacité de torche, puisqu'elle avait été initialement évaluée en incluant toute la compressibilité de l'aspirateur.

Les taux d'amortissement calculés sont très au-dessous de la réalité, et donc difficiles à interpréter.

Ce problème a également une incidence sur les amplitudes prédites à partir de la puissance acoustique transposée (§ 6.1.2.1). Pour une émission de puissance acoustique et une configuration d'adduction données, l'amplitude de la réponse en pression est proportionnelle à la racine carrée du coefficient de perte de charge λ . Or, ce coefficient, estimé pour le fonctionnement en régime permanent, peut être inadéquat pour décrire l'effet de grandes variations du débit-volume (§ 2.1.5.1). Il faut donc s'attendre à ce que les amplitudes ainsi calculées soient exagérées. Des effets d'échelle devront être évalués sur la base de comparaisons à venir de prédictions à partir d'essais sur modèle réduit et d'observations sur prototype.

Une modélisation simple de l'espace de la roue et de la bêche spirale, telle qu'évoquée au § 5.3.3, n'est valable que pour les basses fréquences (§ 5.1.1.3). Ce domaine englobe les fluctuations de charge partielle et, dans la plupart des cas, les pulsations de forte charge. Le modèle de transmission peut cependant devenir trop rudimentaire pour les fréquences moyennes et relativement hautes, comme celle de l'oscillation de 80% de charge. Dans certains cas, il faudra donc exploiter un modèle de transmission plus élaboré pour la bêche et la roue, voir § 5.2.3.2.

Ce travail ne porte que sur le couplage acoustique entre la machine et les ouvrages d'adduction. Une étude complète de la stabilité de fonctionnement d'une unité de production hydro-électrique devra inclure l'analyse dynamique du raccordement électrique et de l'alternateur ainsi que, suivant le cas, des organes de réglage. Les perturbations proviennent presque toujours du fonctionnement de la turbine, mais la partie électrique et la régulation peuvent créer des situations de

résonance non hydrauliques susceptible de rendre difficile ou impossible l'exploitation normale de l'aménagement.

6.2.2.2 Nombre de Thoma, aération

Il arrive trop souvent que le nombre de Thoma σ spécifié pour les essais de stabilité sur modèle réduit n'ait qu'un lointain rapport avec les conditions réelles d'exploitation. Déterminé par rapport à la cavitation d'aubage, il est fixé à la valeur la plus basse réalisable sur l'installation prototype. Ce n'est pas trop grave pour les fluctuations de charge partielle, qui sont quasiment insensibles à σ au-dessus de la résonance. Cela peut en revanche occasionner de graves surprises à forte charge, où les déplacements de la fréquence d'oscillations libres sous l'effet de la variation de la compressibilité de la torche peuvent modifier considérablement les conditions d'accord du système.

On ne sait pas transposer les débits d'aération, ou les modifications de comportement dynamique qui en résultent. Les essais sur modèle n'ont qu'un intérêt qualitatif sur ce point particulier.

6.2.2.3 Tracé de l'aspirateur, de la roue

Il faut contrôler soigneusement que la géométrie complète du modèle réduit, de l'entrée de la bache à la sortie de l'aspirateur, soit conforme à celle de la turbine prototype. Il arrive parfois, en effet, que la machine installée en grandeur nature soit sensiblement différente de celle essayée sur modèle réduit. Comme on a vu que de petites différences de géométrie pouvaient entraîner de grandes différences de comportement dynamique, on aurait dans le pire des cas une situation complètement différente de celle des essais en laboratoire. Les différences géométriques mineures, dictées par des habitudes d'essai ou par la facilité de construction, peuvent ainsi avoir des conséquences graves [79]. Des éléments de circuit à proximité immédiate du prototype, comme une galerie de restitution après l'aspirateur, ne sont pas physiquement modélisables. Ils doivent être pris en compte au moyen de calculs accessoires (§ 7.2).

7. Application pratique

7.1 Installation à adduction simple: Kootenay Canal

7.1.0 Préliminaires

Le paragraphe 7.1 donne une prédiction de la stabilité de fonctionnement de l'installation de Kootenay Canal, à partir des résultats d'essais sur modèle réduit et des caractéristiques des ouvrages d'adduction.

7.1.1 Généralités

La Kootenay river coule d'est en ouest en Colombie Britannique (Canada), près de la frontière des Etats Unis. Elle se jette dans la Columbia river. Une partie de son eau est détournée sur 5 km dans un canal qui alimente l'installation hydro-électrique de Kootenay Canal. Quatre conduites forcées alimentent séparément les quatre turbines Francis de 132.3 MW. Les roues de 5 m de diamètre tournent à 128 tours/min. La restitution se fait directement dans le lit principal de la rivière. Ce complexe a été construit entre 1971 et 1976 et est exploité par B.C. Hydro. Le débit nominal total est de 765 m³/s. L'énergie maximum délivrée aux turbines est de 794.4 J/kg.

Des changements dans les conditions d'exploitation ont motivé le remplacement des roues des turbines. Il s'agissait de porter le débit maximum de l'installation à 800 m³/s. Des essais compétitifs sur modèle réduit ont eu lieu à l'IMHEF. Des mesures de fluctuations de pression ont été effectués dans le cadre de ces essais contractuels. Il s'agit maintenant d'appliquer les méthodes proposées dans ce travail à la prédiction de la stabilité de fonctionnement des nouvelles turbines de l'installation de Kootenay Canal.

7.1.2 Essai sur modèle réduit

7.1.2.1 Montage d'essai

Le modèle réduit de turbine Francis pour l'équipement du site de Kootenay Canal est équipé de 9 capteurs piézo-électriques KISTLER 701 A et d'un couple-mètre:

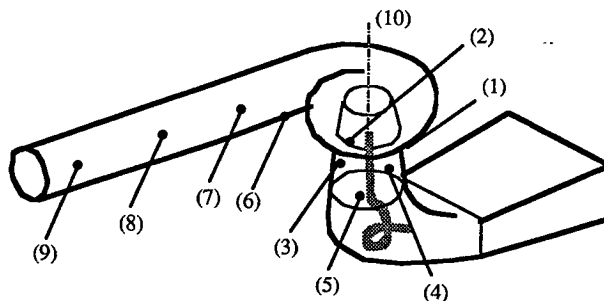


figure 7-1: Essais sur modèle réduit, Kootenay Canal, fluctuations de pression

- 1 Cône aval: 210.6 mm sous l'axe du distributeur, 8° vers la rive droite
- 2 Cône rive gauche: 210.6 mm sous l'axe du distributeur, 8° vers le cône aval
- 3 Cône amont: 210.6 mm sous l'axe du distributeur, 8° vers la rive gauche
- 4 Cône rive droite: 210.6 mm sous l'axe du distributeur, 8° vers le cône amont
- 5 Porte de l'aspirateur: 283.6 mm sous l'axe du distributeur, 52° vers la rive droite
- 6 Entrée bache: 533.4 mm du plan médian, $A_1 = 0.1181 \text{ m}^2$
- 7 Sortie conduite: 1200 mm de l'entrée bache, $A = 0.1359 \text{ m}^2$
- 8 Milieu conduite: 800 mm de la sortie conduite, $A = 0.1359 \text{ m}^2$
- 9 Entrée conduite: 800 mm du milieu conduite, $A = 0.1359 \text{ m}^2$
- 10 Couple: partie fluctuante

La sortie de la roue est 108.5 mm au-dessous de l'axe du distributeur. La célérité d'onde dans la conduite d'alimentation est estimée à $S = 1062 \text{ m/s}$ par identification du mode d'oscillations (voir § 4.3.1.2) sur les signaux des capteurs 7, 8 et 9.

7.1.2.2 Conditions d'essai

L'essai principal est fait à $\sigma_{Te} = 0.15$, de la charge partielle à la forte charge. Un détail à charge partielle montre l'influence de σ à ϕ et ψ constants.

Npt	$\gamma, ^\circ$	n, Hz	E, J/kg	Φ/Φ_{ref}	Ψ/Ψ_{ref}	σ_{Te}
71	6.9	13.1	145.71	0.286	0.958	0.150
72	7.9	13.1	145.86	0.331	0.959	0.151
73	9.5	13.1	145.76	0.401	0.959	0.153
74	11.1	13.1	145.30	0.470	0.956	0.152
75	12.4	13.1	145.39	0.530	0.956	0.151
76	14.1	13.1	146.10	0.609	0.961	0.152
77	15.7	13.1	145.97	0.676	0.960	0.149
78	17.1	13.1	145.56	0.730	0.957	0.150
79	18.5	13.1	145.79	0.785	0.959	0.151
80	19.9	13.1	145.46	0.839	0.957	0.151
81	21.4	13.1	145.77	0.896	0.959	0.150
82	22.9	13.1	145.47	0.949	0.957	0.151
83	24.7	13.1	145.38	1.005	0.956	0.152
84	25.8	13.1	145.67	1.037	0.958	0.153
85	27.5	13.1	145.92	1.083	0.960	0.152
86	29.1	13.1	145.79	1.119	0.959	0.152
87	30.5	13.1	145.56	1.146	0.958	0.152
88	32.0	13.1	145.42	1.180	0.957	0.153

Npt	$\gamma, ^\circ$	n, Hz	E, J/kg	Φ/Φ_{ref}	Ψ/Ψ_{ref}	σ_{Te}
46	17.7	13.29	145.23	0.723	0.929	0.105
45	17.7	13.29	145.10	0.723	0.928	0.121
44	17.7	13.29	145.10	0.724	0.928	0.136
43	17.7	13.29	145.07	0.724	0.928	0.159
42	17.7	13.29	145.12	0.724	0.928	0.189
41	17.7	13.29	145.04	0.724	0.928	0.218

7.1.2.3 Comportement dynamique observé sur modèle réduit

Les fluctuations à charge très partielle, au-dessous de $0.4 \phi_{ref}$, ne sont pas porteuses de puissance acoustique.

Les oscillations de charge partielle, associées à la précession de l'écoulement dans le cône de l'aspirateur à la sortie de la roue, sont organisées de $0.4 \varphi_{ref}$ à $0.9 \varphi_{ref}$. Elles ont une amplitude faible à normale: $\Delta H/H = 2\%$ RMS hors résonance. La fréquence de précession, $f = 0.235 n$, est également normale. Le centre du mouvement de précession est déporté vers l'intérieur du coude de l'aspirateur (voir figure 4-7), comme le montre la différence d'amplitude entre les signaux relevés aux capteurs cône aval et cône amont. Les oscillations de charge partielle sont aussi sensibles dans le signal de pression à l'entrée de la bache et dans le signal de couple moteur. L'émission de puissance acoustique vers la conduite d'alimentation est appréciable: $pag = 0.4 \cdot 10^{-3}$ avec une pointe à $pag = 0.79 \cdot 10^{-3}$ à $0.676 \varphi_{ref}$ (voir figure 7-3).

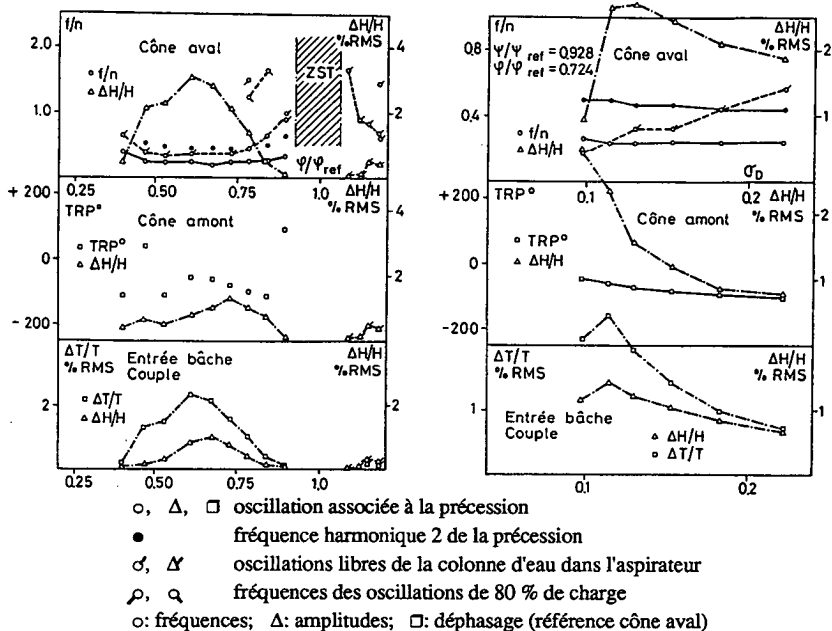


figure 7-2: Observations à $0.96 \psi_{ref}$, $\sigma = 0.151$, de la charge partielle à la forte charge et influence de σ à $0.724 \varphi_{ref}$

A $0.96 \psi_{ref}$ et $\sigma_{fe} = 0.151$, la fréquence d'oscillations libres de l'aspirateur est comprise entre la fréquence de précession et son harmonique 2 dans une grande partie de la plage de charges partielles. De ce fait, les oscillations subissent une amplification dynamique et atteignent $\Delta H/H = 3.1\%$ RMS à $0.61 \varphi_{ref}$.

Une pulsation de forte charge nettement marquée se développe dès $1.1 \varphi_{ref}$, entre 1.7 et 0.6 fois la fréquence de rotation.

L'influence de σ sur la fréquence des oscillations libres à charge partielle est clairement mise en évidence sur les diagrammes de la figure 7-2 et 7-3. Ces diagrammes montrent aussi la forte émission de puissance acoustique à la fréquence de précession quand les oscillations libres se produisent près de cette fréquence.

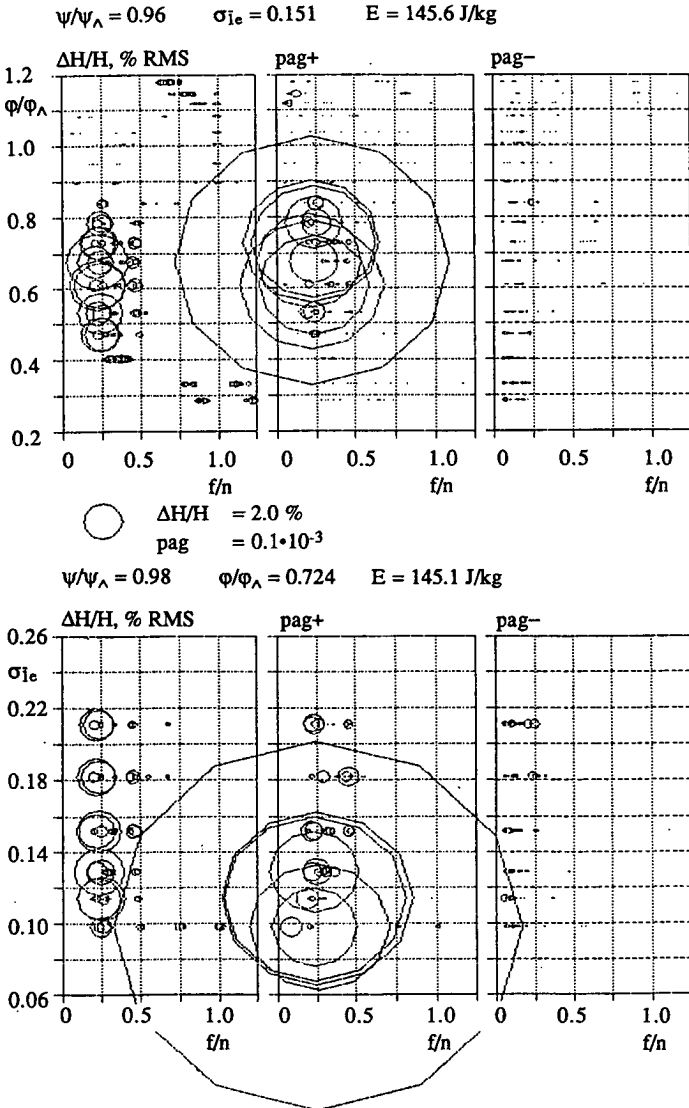


figure 7-3: Fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur et puissance acoustique globale: influence de ϕ de la charge partielle à la forte charge et influence de σ à charge partielle

7.1.3 Transposition des oscillations observées

7.1.3.1 Capacité de torche

La dynamique de la colonne d'eau dans l'aspirateur est étudiée. Pour tous les points d'essai où la fréquence d'oscillations libres de l'aspirateur ressortait de l'analyse spectrale des signaux de pression, la capacité de torche qui permet de réaliser l'accord avec la condition limite d'admittance nulle à la roue (annexe 2) est calculée.

Npt	$Q, \text{m}^3/\text{s}$	$E, \text{J}/\text{kg}$	σ_{Te}	\tilde{C}^*	$\tilde{C}, \text{m}\cdot\text{s}^2$
73	72.1	795.7	0.153	0.75917	0.01491
74	84.5	793.2	0.152	2.36807	0.04665
75	95.2	793.2	0.151	3.35948	0.06618
76	109.4	797.3	0.152	2.81613	0.05519
78	131.2	794.0	0.150	2.80572	0.05521
79	141.1	795.7	0.151	1.53485	0.03014
80	150.8	794.0	0.151	0.75761	0.01491
81	161.0	795.7	0.150	0.30327	0.00596
85	194.6	796.5	0.152	0.01782	0.00035
86	201.1	795.7	0.152	0.35608	0.00699
87	205.9	794.8	0.152	0.42519	0.00836
88	212.0	794.0	0.153	0.77350	0.01522

Npt	$Q, \text{m}^3/\text{s}$	$E, \text{J}/\text{kg}$	σ_{Te}	\tilde{C}^*	$\tilde{C}, \text{m}\cdot\text{s}^2$
46	129.9	770.8	0.105	11.5719	0.23482
45	129.9	770.0	0.121	6.44357	0.13076
44	130.1	770.0	0.136	3.35944	0.06817
43	130.1	770.0	0.159	3.35874	0.06816
42	130.1	770.0	0.189	1.75167	0.03555
41	130.1	770.0	0.218	1.05227	0.02135

7.1.3.2 Modélisation du système d'adduction et formulation des calculs

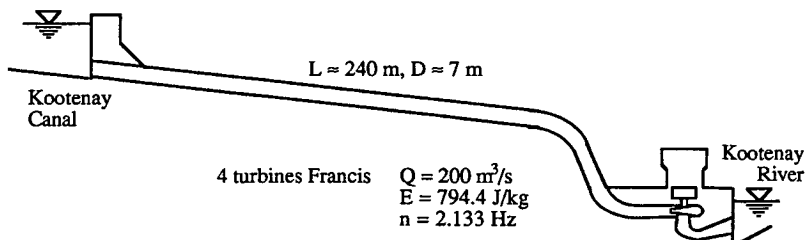


figure 7-4: Installation de Kootenay Canal

Sept tronçons de conduite uniforme reproduisent la dynamique de la conduite forcée du groupe 1. Dans cette étude à basse fréquence, le passage à travers la machine est simplement représenté par une longueur de conduite et une perte énergétique ponctuelle (voir § 5.2.5.1). Vingt et un tronçons de conduite uniforme reproduisent la dynamique de l'aspirateur. La compressibilité représentative de la torche, évaluée pour chaque point d'essai, est insérée entre la sortie de la roue et le début de l'aspirateur.

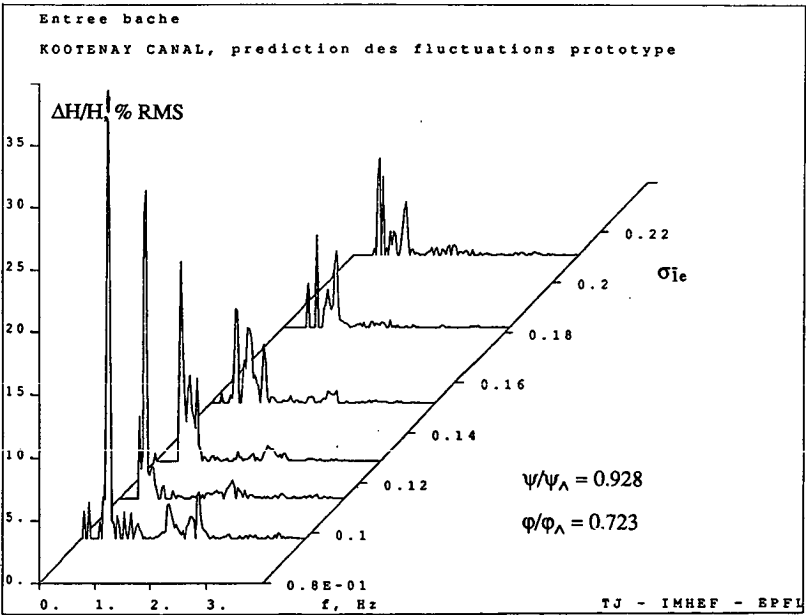
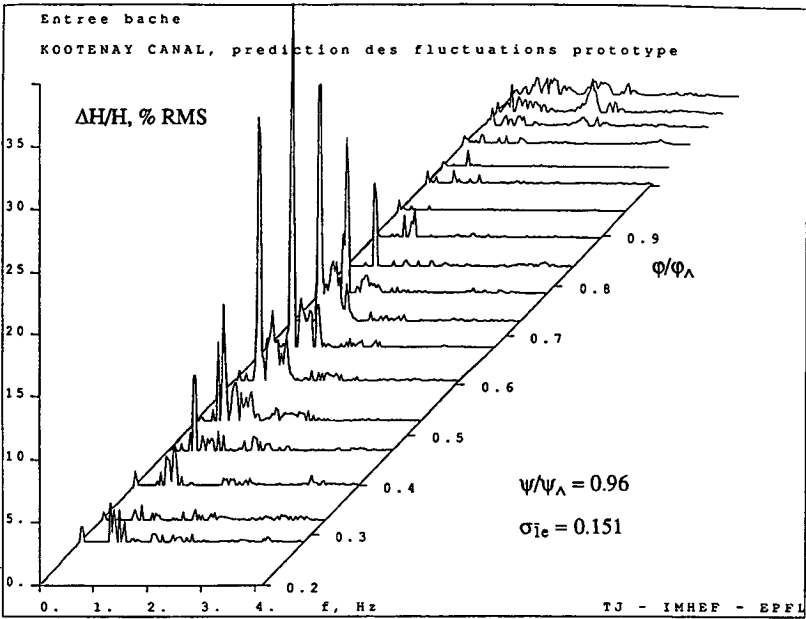


figure 7-5 a: Fluctuations de pression: prédiction prototype

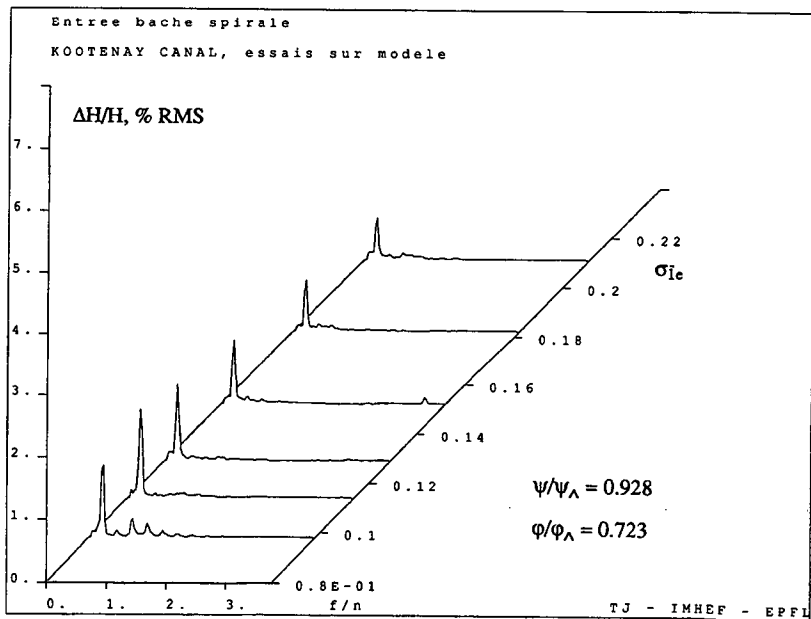
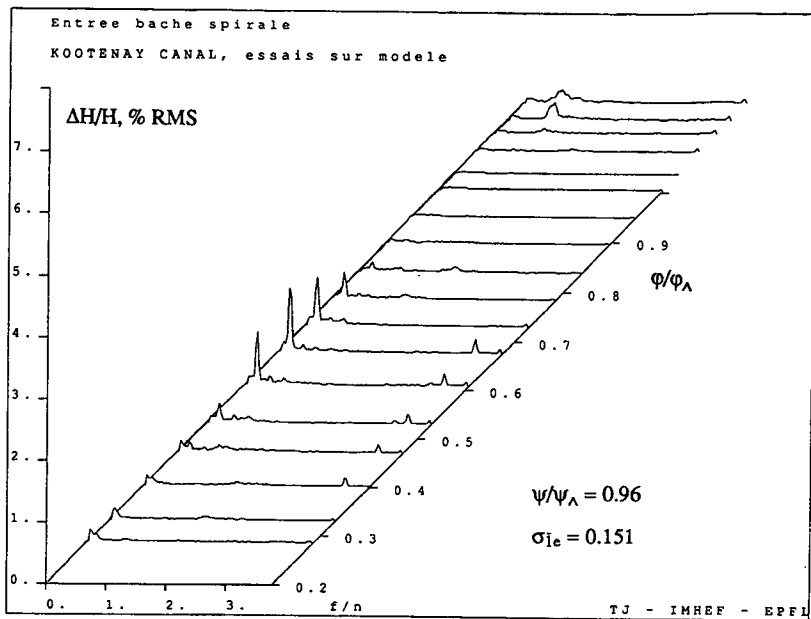


figure 7-5 b: Fluctuations de pression: mesures sur modèle

Tout d'abord, on applique les puissances acoustiques relatives tirées des essais sur modèle réduit au système d'adduction de l'installation prototype (voir § 6.1.2.1) pour calculer le spectre d'amplitude des fluctuations de pression à la base de la conduite forcée. Ce calcul ne fait pas intervenir de modèle de transmission à travers la turbine.

Pour une exploration des fréquences de résonance hydraulique de l'installation, on calcule la réponse forcée du système à une excitation arbitraire sous la forme d'une machine à piston qui pulse 5 % du débit permanent à la sortie de la roue. La réponse en énergie observée à l'entrée de la roue donne une indication des fréquences d'amplification (voir § 2.1.5.3). Dans un deuxième temps, on part de la sortie à impédance nulle de l'aspirateur et, cheminant le long de l'adduction sans excitation, on recherche quelles pulsations complexes $(j - \alpha) \omega$ permettent l'accord du système. On contrôle que les fréquences d'accord ne coïncident pas avec la fréquence de précession à charge partielle. L'amortissement relatif α donne alors mesure du danger associé au mode d'oscillations. On regarde si les modes propres à forte charge ne sont pas affectés d'un amortissement trop faible.

7.1.4 Présentation des résultats et discussion

7.1.4.1 Fluctuations de pression estimées à partir de la puissance acoustique.

La figure 7-5 (a et b) montre les spectres d'amplitude des fluctuations de pression mesurés sur modèle réduit et reconstitués à l'entrée de la bache spirale de la turbine prototype, pour les deux séries d'essais du § 7.1.2.2. Les fluctuations de pression prototype sont en accord avec l'émission de puissance acoustique transposée des essais sur modèle réduit et avec l'impédance hydraulique de la conduite forcée. Le modèle de transmission hydro-acoustique à travers la machine hydraulique n'intervient pas directement dans ce calcul. Il est cependant implicitement admis pour la transposition de la puissance acoustique, comme on l'a vu au § 5.3.3.

Les fréquences des oscillations sont indiquées pour le prototype en valeur dimensionnelle: elles sont transposées des fréquences modèle selon la loi $f_p = n_p/n_M \cdot f_M$ du § 3.2.2.2. Les amplitudes sont rapportées à la chute prototype. Le débit-volume est conservé en valeur relative pour faciliter la comparaison.

La variation de φ à 0.96 ψ_{ref} , $\sigma = 0.15$ se distinguait par une très forte émission de puissance acoustique (0.067 %) à 0.67 φ_{ref} . A ce régime, en effet, bien qu'il n'y ait pas à proprement parler de résonance de la colonne d'eau dans l'aspirateur, il devenait difficile de distinguer la fréquence de ses oscillations libres de celle de la précession. Une étude exploratoire avec différentes longueurs de la conduite forcée montre que l'influence dynamique des ouvrages d'adduction tend vers une amplification de l'oscillation de pression à 0.67 φ_{ref} . On atteint ainsi une amplitude de 27.5 % RMS pour la fluctuation de pression à l'entrée de la bache. La faible puissance acoustique générée à forte charge excite une oscillation de pression bien structurée à 1.146 φ_{ref} , mais les amplitudes restent faibles.

La variation de σ à charge partielle allait jusqu'à la résonance complète, avec une émission de puissance acoustique atteignant 0.1 %. Avec un niveau d'excitation aussi important, il n'est a priori pas surprenant de trouver une amplitude de 36 % RMS pour l'oscillation de pression dans la conduite forcée du prototype. Ceci se passe cependant à une valeur très basse de σ .

Les amplitudes prédites pour le fonctionnement de la machine prototype à charge partielle sont considérables. En fait, il est tout à fait inimaginable d'accepter des oscillations de 27.5 % RMS, c'est à dire 78 % crête à crête. A ce niveau d'amplitudes, on peut douter de la linéarité de la transmission des perturbations à travers la machine. Le modèle adopté pour la prédiction est donc mis en défaut; cela n'est pas formellement un problème puisque ce défaut intervient au-delà des limites admissibles pour l'amplitude des oscillations.

Gardons nous donc d'être trop affirmatifs sur le niveau d'amplitude des oscillations ainsi prédites. Nous savons maintenant quantifier l'excitation produite par la turbine Francis, mais la compensation des effets d'échelle reste du domaine des recherches à venir. De plus, la dissipation dans la conduite forcée est déterminante pour la réponse à l'excitation formulée en termes de puissance acoustique et sa prise en compte exacte dans la modélisation est un problème (§ 6.2.2.1).

Il faut remarquer que ces turbines sont essayées en vue d'un rééquipement de l'installation de Kootenay Canal. Les turbines existantes ont des caractéristiques hydrauliques voisines, une vitesse de rotation identique et donc, à peu de chose près, la même fréquence de précession que les nouvelles machines proposées. Or, au vu des grandes oscillations rencontrées à charge partielle, il avait fallu installer dans leur aspirateur un dispositif tripode pour l'aération de la torche. On peut soupçonner une amplification dynamique due à la conduite forcée.

La prédiction d'amplitude des fluctuations de pression sur prototype à partir des émissions de puissance acoustique mesurées sur modèle réduit a donc été faite pour plusieurs longueurs de la conduite forcée. On a pu montrer que dans une plage de longueur de conduite autour de la longueur réelle, il y avait effectivement une amplification importante.

Disons enfin que les puissances acoustiques observées sur ce modèle réduit ont un niveau très important: comparer les figures 7-3 et 4-20.

7.1.4.2 Calcul de régime libre

La connaissance de la capacité réduite de torche pour la plupart des points d'essai nous permet de calculer les fréquences des oscillations libres de la colonne d'eau dans le système de conduites du prototype, les amortissements correspondants et les distributions des amplitudes des oscillations de pression et de débit-volume le long de l'axe des conduites. Ce calcul n'est entrepris ici, à titre de démonstration, que pour deux régimes de fonctionnement.

A charge partielle, le point 78 à $0.73 \varphi_{ref}$ ($131.2 \text{ m}^3/\text{s}$) est le plus proche du point d'amplitude maximale pour lequel on connait la capacité réduite de torche. Le calcul de régime forcé ne donne qu'une réponse dominante à 0.726 Hz. L'itération sur ξ indique effectivement un mode à faible amortissement ($\alpha = 0.004$) à 0.731 Hz, c'est à dire $f/n = 0.343$. Cette fréquence diffère sensiblement de la fréquence de précession, $0.23 \cdot n$. La précession n'excitera pas une résonance d'ensemble, mais l'excitation importante fournie par la turbine à ce régime de fonctionnement risque tout de même de subir une amplification dynamique de la part des ouvrages d'adduction.

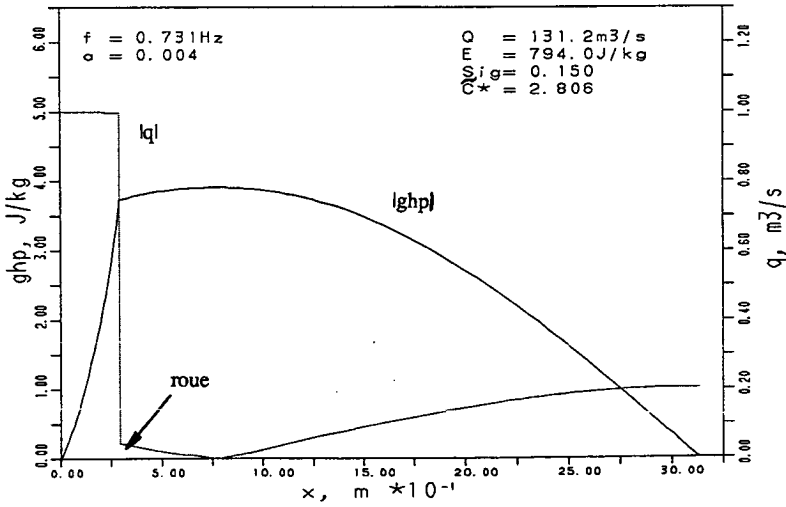
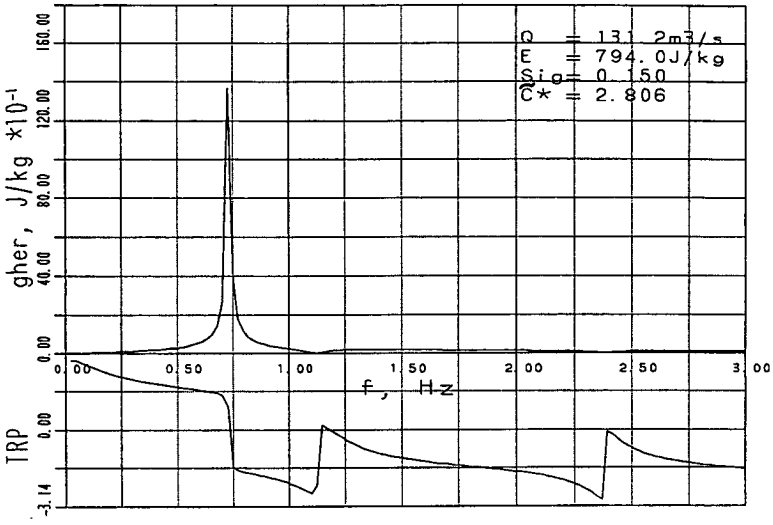


figure 7-6: Calcul de régime libre à charge partielle

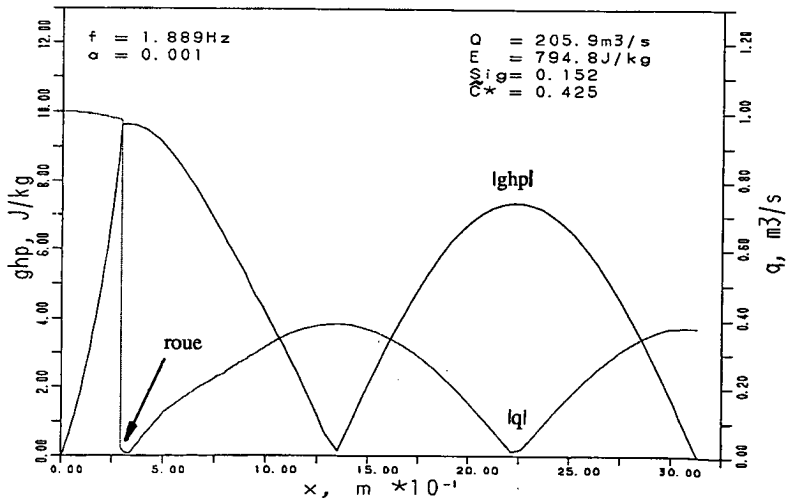
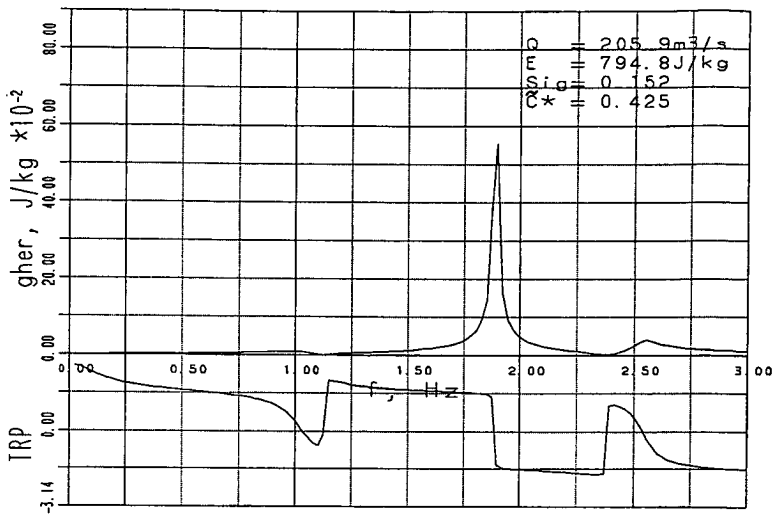


figure 7-7: Calcul de régime libre à forte charge

On peut encore signaler que la fréquence d'oscillations libres est supérieure à la fréquence d'excitation. Une injection d'air aura pour effet d'abaisser la fréquence d'oscillations libres. S'il faut recourir à l'aération de la torche, le débit d'air devra donc être relativement important, puisqu'un petit débit d'air tendrait plutôt à accentuer les oscillations.

A forte charge, le point 87 à $1.146 \varphi_{ref}$ ($205.9 \text{ m}^3/\text{s}$) présente une bonne organisation des pulsations vers 1.77 Hz . Le calcul de régime forcé ne donne qu'une réponse dominante à 1.9 Hz . L'itération sur ξ indique effectivement un mode à très faible amortissement ($\alpha = 0.001$) à 1.889 Hz , c'est à dire $f/n = 0.887$. L'amortissement très réduit pour une fréquence à laquelle se manifeste sur modèle réduit une pulsation organisée est un indice sérieux d'une mauvaise stabilité de fonctionnement.

Ce régime de fonctionnement à risques se situe cependant au-delà du débit maximal de $200 \text{ m}^3/\text{s}$. Il n'y a donc pas vraiment de menace sur la stabilité de fonctionnement à pleine charge.

7.2 Installation à adduction complexe: Saucelle-Huebra

7.2.0 Préliminaires

Le paragraphe 7.2 présente l'analyse d'un cas d'instabilité survenu dans une installation à conduite forcée ramifiée et pourvue de longues galeries de fuite.

7.2.1 Installation prototype

7.2.1.1 Généralités, configuration

Cette étude de cas porte sur les turbines de vitesse spécifique $v = 0.516$ de l'installation de Saucelle-Huebra (province de Salamanca, Espagne). Le contrôle de la stabilité de fonctionnement au cours des essais de réception sur modèle réduit avait été fait, en 1986, selon la conception de l'époque. L'interprétation des résultats n'avait pas permis de prévoir l'instabilité qui s'est déclarée au fonctionnement à forte charge de l'installation. Ce problème a motivé une nouvelle série d'essais en laboratoire. On voit ainsi qu'une investigation plus poussée et une meilleure compréhension des phénomènes en jeu montre le danger d'instabilité.

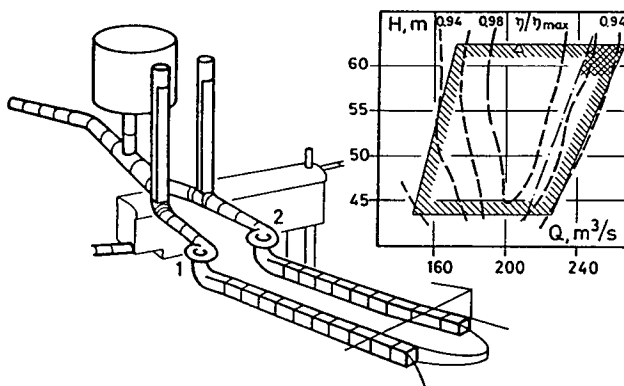


figure 7-8: Installation de Saucelle-Huebra avec domaine de fonctionnement et plage d'instabilité à forte charge

L'installation de Saucelle-Huebra est construite sur le rio Duero, à la frontière entre l'Espagne et le Portugal. Elle double l'installation de Saucelle (240 MW) et permettra, dans une deuxième phase, d'exploiter le dernier tronçon du rio Huebra. Partant du barrage existant sur le Duero, une galerie de 1330 m mène l'eau à la chambre d'équilibre. De là, une conduite forcée à deux branches, munies de puits de vannes, alimente les deux turbines Francis de la centrale souterraine. Les roues de 5.23 m de diamètre développent une puissance nominale de 137 MW sous la chute nominale, 62 m (608 J/kg). Le nombre de Thoma sous 62 m est $\sigma = 0.28$,

rapporté à la cote de sortie de la roue. Les aspirateurs sont reliés au bassin aval par des galeries de fuite de 109 et 118 m de longueur.

La plage d'exploitation normale des turbines s'étend de 427 à 612 J/kg, avec des débits compris entre 147 et 246 m³/s. Le fonctionnement est garanti au-delà de l'ouverture nominale dans le domaine des hautes chutes, jusqu'à 140 MW.

7.2.1.2 Observations sur le prototype

A la mise en service de l'installation, des pulsations sont apparues dès 130 MW avec le niveau aval minimum. Le dispositif d'aération par le joint d'arbre et l'ogive ne permettait pas l'aspiration naturelle d'air. Bien que la pulsation était acceptable pour un niveau aval plus élevé, il a fallu limiter provisoirement l'exploitation des groupes à 128 MW.

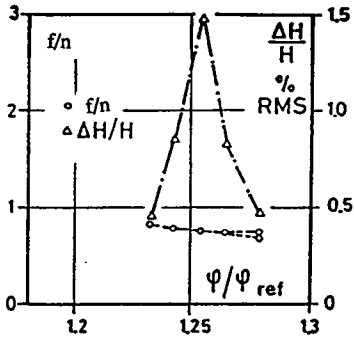


figure 7-9: Fluctuations de pression à forte charge, en paroi de l'aspirateur du prototype

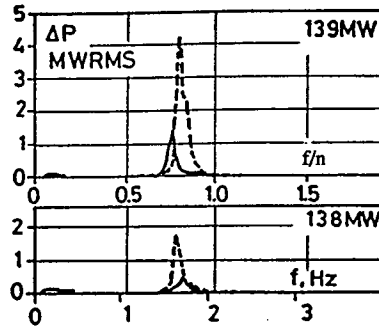


figure 7-10: Fluctuations de puissance au groupe 2. — groupe 2 seul, - - - groupe 2 + groupe 1

Des modifications ont été entreprises sur le groupe 2 pour faciliter l'aération naturelle à travers l'ogive de roue: une extension en forme d'entonnoir (figure 4-41) a été montée sur l'ogive, afin d'atteindre le niveau où la naissance de la torche avait été observée à l'occasion des essais sur modèle réduit. Une instrumentation a été mise en place pour l'enregistrement des fluctuations de pression et de puissance. Des compresseurs ont été installés pour une exploration plus large des possibilités d'aération.

L'admission d'air étant coupée, on a exploré sous chute constante la plage de surouverture, jusqu'à 140 MW. La pulsation de forte charge est bien marquée dans les résultats d'essai. Son amplitude est nettement inférieure à ce qui avait été observé à la mise en service. Le groupe 1, non modifié, produisait toujours des oscillations excessives dans ce domaine de fonctionnement.

La figure 7-10 montre les fluctuations de la puissance au groupe 2 à 138 et 139 MW. Si le groupe 2 seul est en service, les oscillations sont acceptables. Si en revanche le groupe 1 fonctionne aussi à forte charge, la fréquence dominante est décalée et les fluctuations gênantes du groupe 1 sont sensibles jusque sur le groupe 2.

Des essais complémentaires avec de faibles débits d'aération forcée ont réduit les fréquences et les amplitudes des fluctuations. Comme la seule présence de l'extension d'ogive a suffi à calmer les pulsations à forte charge, on a renoncé à l'admission d'air. L'ogive du groupe 1 a été modifiée comme celle du groupe 2. Depuis, l'exploitation de l'aménagement se poursuit sans restriction dans l'ensemble de la plage garantie, sans atteinte au rendement des machines.

7.2.2 Essais sur modèle réduit

7.2.2.1 Généralités

Si l'exploitant était pleinement satisfait de voir le problème d'instabilité se régler d'une façon aussi simple, plusieurs questions restaient posées:

- Pourquoi l'instabilité à forte charge n'avait-elle pas été détectée à l'occasion des essais sur modèle dans le laboratoire du concepteur?
- Comment l'extension d'ogive pouvait-elle calmer la pulsation sans aspirer d'air?
- Comment les oscillations sont-elles affectées par les longues galeries de fuite?

Le modèle réduit Hydro Vevey a été monté sur l'installation d'essai de l'IMHEF. Son comportement dynamique y a été étudié en détail, selon les techniques décrites aux chapitres 3 et 4. La roue du modèle a un diamètre extérieur de 0.28 m. La chute d'essai principale adoptée est de 15 m. Elle est choisie en fonction des possibilités de l'installation d'essai et de l'instrumentation.

Dans un premier essai (figure 4-34), le domaine de fonctionnement est parcouru au coefficient d'énergie optimal, au nombre de Thoma σ d'installation. Le débit-volume est ajusté de la charge partielle à la forte charge, avec l'ogive originale et avec l'extension ajoutée après coup. L'amplitude des oscillations en paroi du cône de l'aspirateur est représentée en fonction de la fréquence, rapportée à la fréquence de rotation de la roue. Les fluctuations de charge partielle ne sont pas beaucoup modifiées, mais la différence d'amplitude de la pulsation de forte charge est spectaculaire. L'effet modérateur de l'extension d'ogive ressort clairement de cet essai.

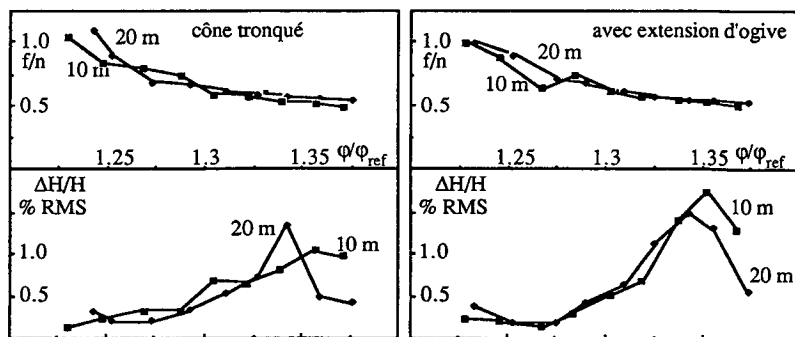


figure 7-11: Pulsation de forte charge en paroi de l'aspirateur, ogive en cône tronqué et avec extension, sous 10 m et 20 m de chute d'essai

Sur ce résultat encourageant, nous avons voulu étudier l'influence de la chute d'essai sur la pulsation de forte charge. Nous voyons sur la figure 7-11 la fréquence dominante de la pulsation sous 10 m et 20 mCE, avec les amplitudes relatives correspondantes. Sous ces chutes d'essai, l'extension d'ogive aurait plutôt tendance à amplifier l'oscillation! Notons tout de même que les fréquences relatives sont les mêmes.

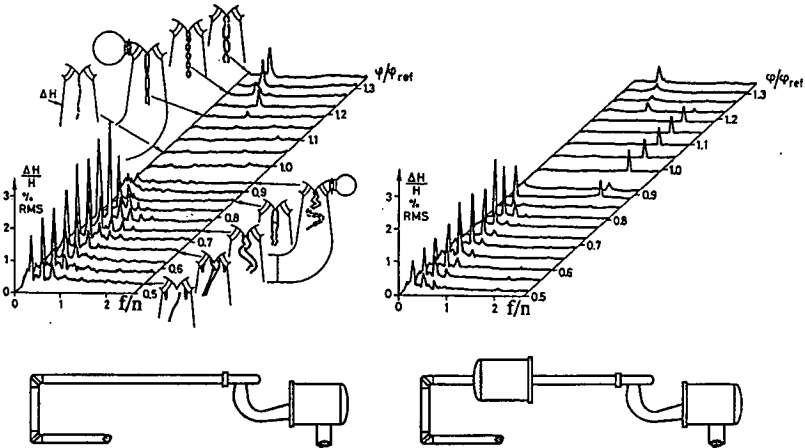


figure 7-12: Fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur, avec deux configurations de la conduite d'alimentation

7.2.2.2 Influence du circuit d'essai

Nous avons encore eu l'occasion de faire des essais avec une autre configuration du circuit: un réservoir sur la conduite d'alimentation modifie sa dynamique, ainsi qu'en témoigne la réponse de la conduite au double de la fréquence de rotation. Les amplitudes sont globalement plus faibles, mais les fréquences relatives sont de nouveau les mêmes.

Bien que ces variations d'amplitudes puissent sembler déconcertantes, cette exploration confirme un élément important: les fréquences relatives des phénomènes significatifs ne sont influencées ni par la chute d'essai, ni par la dynamique de la conduite d'alimentation. L'amplitude de la pulsation varie selon les conditions d'essai, mais son signal reste dans tous ces cas parfaitement structuré.

Des précautions supplémentaires sont nécessaires lorsque la sortie de la turbine, au lieu de déboucher dans un bassin à niveau libre, est prolongée par une galerie de fuite, comme dans le cas des machines de Saucelle-Huebra. On peut bien sûr construire en modèle réduit une restitution géométriquement semblable à celle de l'installation prototype, mais la similitude dynamique ne sera pas respectée.

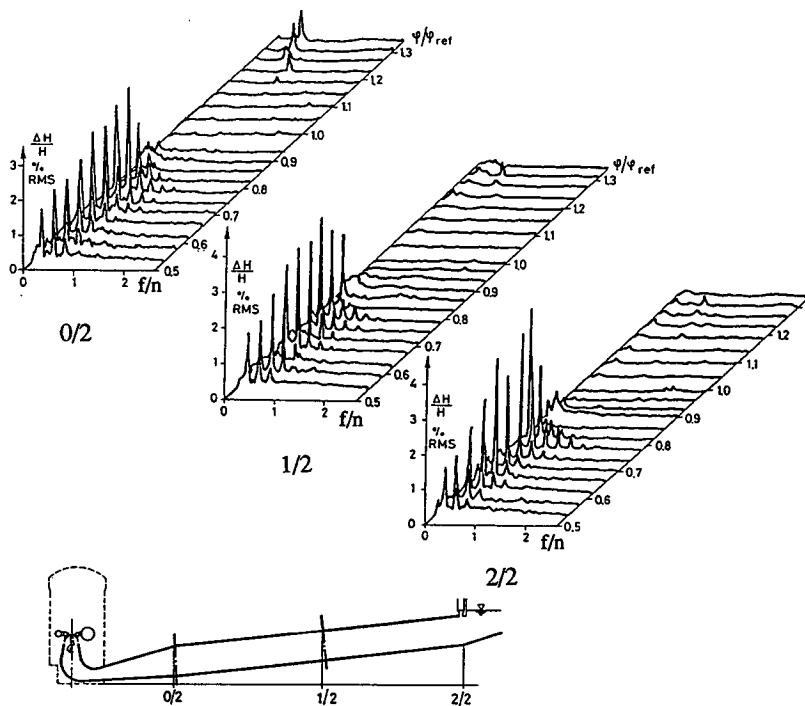


figure 7-13: Galerie de fuite du groupe 2 et pulsation de forte charge en paroi de l'aspirateur du modèle réduit avec trois configurations de la restitution

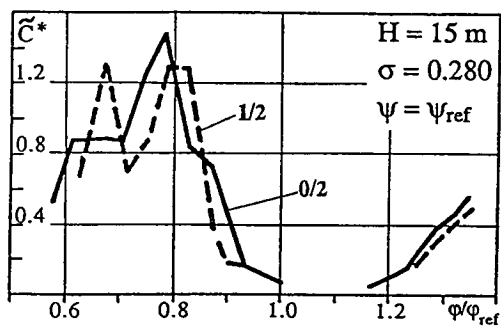


figure 7-14: Capacité réduite de torche tirée des essais sur modèle réduit, avec deux configurations de la restitution

La figure 7-13 montre les oscillations de pression relevées en paroi du cône de l'aspirateur avec trois configurations: l'aspirateur simple, une longueur de galerie ajoutée et la galerie de fuite complète, semblable à celle de l'installation industrielle. La pulsation de forte charge, dont la forte amplitude sur prototype avait motivé cette étude, est bien sensible avec l'aspirateur court. Elle existe encore, à un moindre degré, avec la demi-galerie. Elle est à peine discernable avec la galerie complète.

7.2.2.3 Eléments de prédiction

Que peut-on en dire? La grandeur transposable est la capacité de torche. Si la fréquence d'oscillations libres de l'aspirateur est voisine d'une fréquence de résonance du circuit complet, l'instabilité est à craindre. L'estimation de la capacité de torche à partir des fréquences d'oscillations libres observées sur le modèle réduit est assez aisée.

7.2.3 Stabilité de l'installation prototype

7.2.3.1 Oscillations libres

La connaissance de la capacité de torche permet d'intégrer un modèle de comportement de la turbine en fonctionnement dans une analyse de la stabilité du système hydraulique.

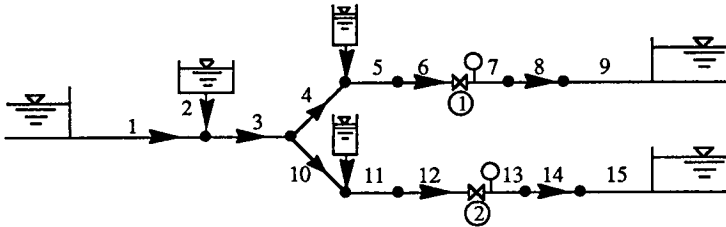


figure 7-15: Schématisation des ouvrages d'adduction pour le calcul en impédances

Conduite	Longueur, m	Diamètre, m	Célérité, m/s	Coeff de PdC
1	1330.0	12.0	1000.0	0.02
2	38.0	8.0	1000.0	0.02
3	30.0	12.0	1300.0	0.02
4	30.0	8.0	1300.0	0.02
5	38.0	6.5	1300.0	0.02
6	17.0	6.1	800.0	0.02
7	20.0	6.25	500.0	0.02
8	40.0	10.7	700.0	0.02
9	110.0	12.9	900.0	0.02
(10)	30.0	8.0	1300.0	0.02
(11)	48.0	6.5	1300.0	0.02
(12)	17.0	6.1	800.0	0.02
(13)	20.0	6.25	500.0	0.02
(14)	40.0	10.7	700.0	0.02
(15)	100.0	12.9	900.0	0.02
Chambre d'équilibre:	$A_{cheq} = 1963.5 \text{ m}^2$		$k_{req} = 0.025 \text{ s/m}^2$	
Chambres de vannes:	$A_{chva} = 50.0 \text{ m}^2$		$k_{rva} = 1.5 \text{ s/m}^2$	
Régime de calcul:	$Q = 258 \text{ m}^3/\text{s}$		$H = 61 \text{ mCE}$	

Les conditions aux limites du système sont données par:

- le niveau libre à la prise d'eau,
- les niveaux libres dans la chambre d'équilibre et dans les chambres de vannes,
- le groupe 1 fermé
- le niveau libre à la restitution du groupe 2.

A cette dernière limite, on impose une fluctuation de débit-volume. Les fluctuations de débit-volume et d'énergie hydraulique par unité de poids qui lui sont associées sont calculées à la sortie de la roue du groupe 2. L'impédance en ce point est calculée à partir des autres conditions aux limites. Il reste alors à calculer la capacité de torche qui permet de réaliser l'accord du système à la fréquence considérée. Comme variante, la capacité critique est également calculée pour une admittance nulle à la roue. Les transmissions acoustiques sont calculées en impédances distribuées. La restitution du groupe 2 est en fait représentée par 10 tronçons de conduites uniformes (6 pour l'aspirateur et 4 pour la galerie).

La fréquence des oscillations observées sur le prototype est reportée sur la figure 7-16, avec la valeur de la capacité réduite de torche tirée des essais sur modèle réduit pour le point considéré. L'accord de l'installation prototype est possible pour une célérité d'onde de 1300 m/s ou 320 m/s (harmonique 2).

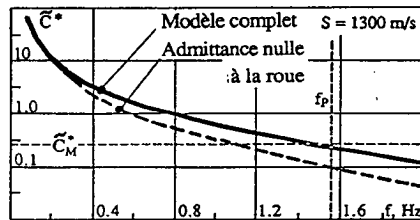


figure 7-16: Capacités critiques de torche du groupe 2

La première solution semble être la bonne, attendu que:

- les enregistrements réalisés sur prototype ne montrent aucune oscillation dans la bande de 0,4 à 0,8 Hz,
- la capacité réduite de torche $\tilde{C}^* = 0,26$ tirée des essais sur modèle inclut sous une forme localisée toutes les compressibilités additionnelles liées au fonctionnement de la machine; la célérité d'onde de 500 à 900 m/s dans les aspirateurs et galeries de restitution est représentative d'eau sous une pression moyenne de 1,5 bar.

Lors des essais sur la machine industrielle, le groupe 2 (ogive modifiée) à $\varphi/\varphi_{ref} = 1,255$ générait des oscillations d'une amplitude acceptable: $\Delta H/H = 1,5\%$ RMS et $\Delta P/P = 1,0\%$ RMS à 0,75 n. En revanche, la marche simultanée à forte charge du groupe 1 (ogive tronquée) entraînait des fluctuations excessives: $\Delta H/H = 3,7\%$ RMS et $\Delta P/P = 3,1\%$ RMS à 0,81 n au groupe 2.

On calcule pour la fréquence observée de 1,68 Hz la capacité critique de torche du groupe 1. Les conditions aux limites sont données par:

- le niveau libre à la prise d'eau,
- les niveaux libres dans la chambre d'équilibre et dans les chambres de vannes,

- le niveau libre à la restitution du groupe 2, et la capacité de torche calculée ci-dessus.

La capacité obtenue étant complexe, seule sa partie réelle est retenue. On cherche alors la fréquence et l'amortissement du régime libre du système. L'amplitude des oscillations de pression et de débit-volume dans tout le système est alors calculée. Elle est corrigée pour correspondre aux amplitudes des enregistrements. On obtient ainsi une image du mode d'oscillations du système hydraulique complet.

La capacité de torche calculée pour le groupe 1 est en accord avec la fréquence relative des oscillations de forte charge observée sur le modèle réduit autour de $\varphi/\varphi_{ref} = 1.25$.

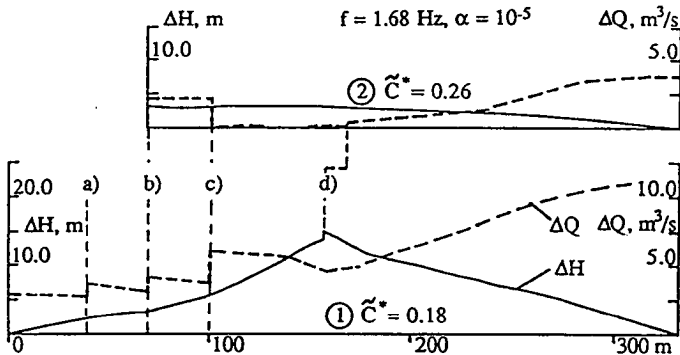


figure 7-17: Mode d'oscillations de l'installation prototype à 1.68 Hz

On remarque dans la représentation de l'amplitude des oscillations de débit-volume les discontinuités à l'insertion de la chambre d'équilibre sur la galerie, au répartiteur et au pied des chambres de vannes. Ces éléments qui peuvent sembler secondaires affectent sensiblement le mode vibratoire du système d'adduction, et même un calcul préliminaire doit en tenir compte.

7.2.3.2 Commentaires

L'analyse de la stabilité de fonctionnement de l'installation de Saucelle-Huebra selon les méthodes proposées dans cette thèse montre bien le danger d'amplification des pulsations de forte charge. L'essai en laboratoire ne donne ni l'amplitude des pulsations de forte charge, ni le régime de fonctionnement où elles seront le plus importantes. Il permet en revanche de dire si un tracé de roue est plus ou moins sensible à ce problème. On en tire également les caractéristiques dynamiques de la turbine, nécessaires à l'analyse des oscillations d'ensemble du système hydraulique.

8. Conclusions

8.1 Bilan de la recherche entreprise

Des mesures de comportement dynamique à l'occasion des essais de turbines hydrauliques en laboratoire, sur modèle réduit, se faisaient bien avant le début de la présente étude. Cependant, les nombreuses interrogations que soulevaient tant leur mise en oeuvre que l'interprétation des résultats ont motivé un travail de fond dont les principales idées sont exposées et argumentées dans ce rapport de thèse.

L'application, dès 1986, d'une nouvelle systématique dans les observations de fluctuations de pression associées au fonctionnement des turbines Francis a changé profondément les méthodes d'analyse. L'étude raisonnée dans le domaine fréquentiel des résultats d'essais a apporté une vision structurée des phénomènes dynamiques rencontrés. Des communications à des conférences internationales, en 1987 et 1988, ont contribué à la diffusion de l'idée de la caractérisation rapide et complète, sur modèle réduit, du comportement dynamique des turbines Francis. Depuis, la méthode est exploitée commercialement, à la satisfaction générale, dans le laboratoire de l'IMHEF.

L'amplitude des oscillations générées par le fonctionnement des turbines hydrauliques restait un problème ardu: aucune étude n'offrait une évaluation de l'intensité des sources de perturbations indépendamment de la réponse dynamique du circuit. La méthode de l'intensimétrie hydro-acoustique, adaptée aux essais sur modèle réduit de turbines Francis, a comblé ce vide. Une première étude présentée en 1988, puis des développements dans le traitement de l'information ont comblé cette lacune.

La question de la propagation des ondes acoustiques à travers les turbines a été abordée en plusieurs fois. Une étude préliminaire tout au début du travail de recherche avait apporté quelques éléments, notamment sur l'autonomie dynamique du sous-système constitué par la torche et la colonne d'eau dans l'aspirateur. Une exploration expérimentale plutôt conventionnelle des caractéristiques de transmission acoustique d'une pompe turbine a été présentée en 1989. Une étude générale en deux volets, reposant sur des outils d'analyse originaux et publiée en 1991 a ensuite fourni les bases suffisantes pour intégrer un modèle de propagation à celui d'émission.

La discussion coordonnée des règles de similitude relatives à ces trois volets du travail de recherche a permis de dégager une base raisonnée pour la transposition à l'environnement de la machine industrielle des observations réalisées en laboratoire.

8.2 Eléments de la prédiction du comportement dynamique de la turbine prototype

En suivant la méthode exposée dans ce rapport, le laboratoire d'essai peut fournir trois éléments en vue de la prédiction de la stabilité de fonctionnement de la turbine prototype.

L'analyse dans le domaine fréquentiel des signaux de pression observés le long de parcours à travers le domaine de fonctionnement de la turbine permet de différencier notamment la

précession de charge partielle, l'oscillation de 80 % de charge et les oscillations libres de la colonne liquide - gaz dans l'aspirateur, à charge partielle et à forte charge, avec une caractérisation de la pulsation de forte charge. Les discussions du rapport permettent d'évaluer le danger potentiel qu'elles présentent et d'aborder la transposition de leurs fréquences.

Un calcul basé sur la fréquence des oscillations libres de la colonne dans l'aspirateur donne la compressibilité de la torche sur l'ensemble de la plage de fonctionnement étudiée. Cette information est indispensable pour le calcul des fréquences et modes propres du système d'adductions.

Enfin, l'émission de puissance acoustique du modèle réduit vers la conduite d'alimentation, ramenée à une forme adimensionnelle, quantifie aux limites de la machine l'excitation résultant de ses sources de perturbations internes, et cela quel que soit le phénomène hydraulique responsable de la perturbation.

8.3 Suite de l'étude

La prédiction brute de stabilité de fonctionnement de la turbine prototype, telle qu'exposée au § 7.1, mérite encore d'être affinée.

Aucune similitude n'est parfaite. Les phénomènes mis au second plan dans le développement théorique se manifestent par des distorsions dans la grandeur transposée. Ce sont les effets d'échelle. Leur connaissance et leur correction ne peuvent intervenir qu'après de nombreuses expériences comparées modèle-prototype.

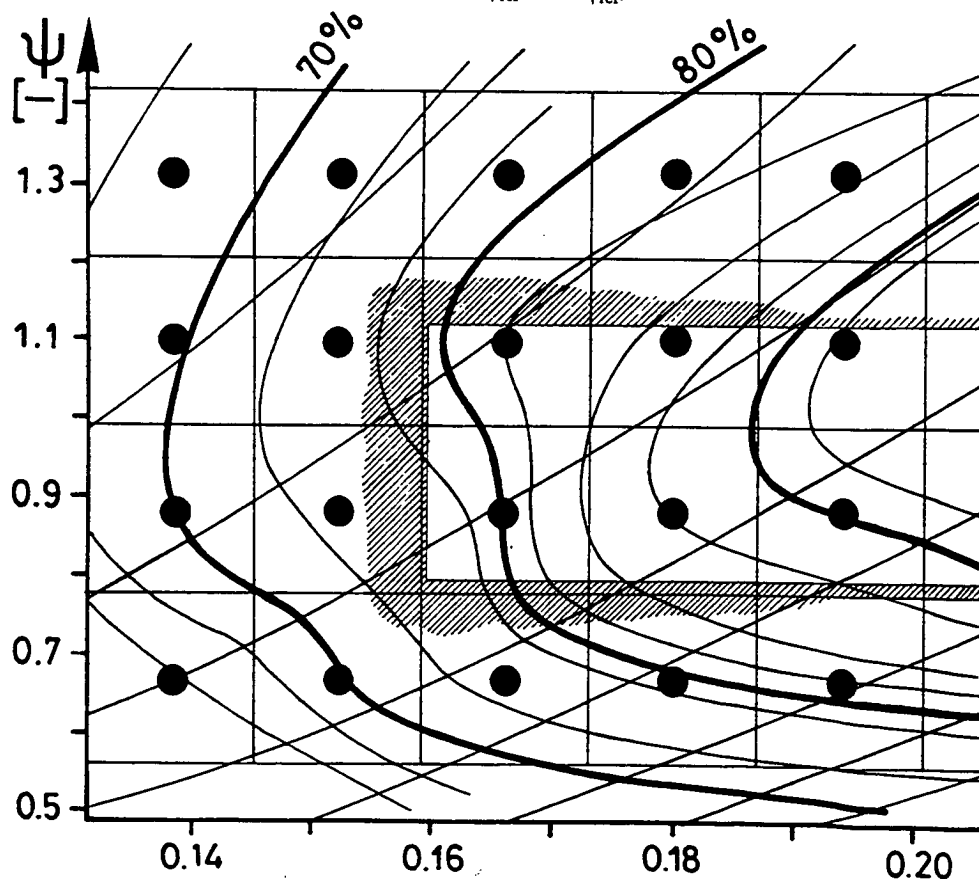
Dans notre cas, on peut supposer que la correction principale portera sur l'amplitude prédite pour le prototype. L'amortissement calculé par la méthode des impédances est notoirement insuffisant. Le calcul précis de la dissipation associée à un écoulement instationnaire en conduites est un sujet de recherche en soi.

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

ANNEXE 0: OBSERVATION DU COMPORTEMENT DYNAMIQUE DU MODELE
REDUIT DE TURBINE FRANCIS $v = 0.515$

A0-1 Domaine de fonctionnement étudié

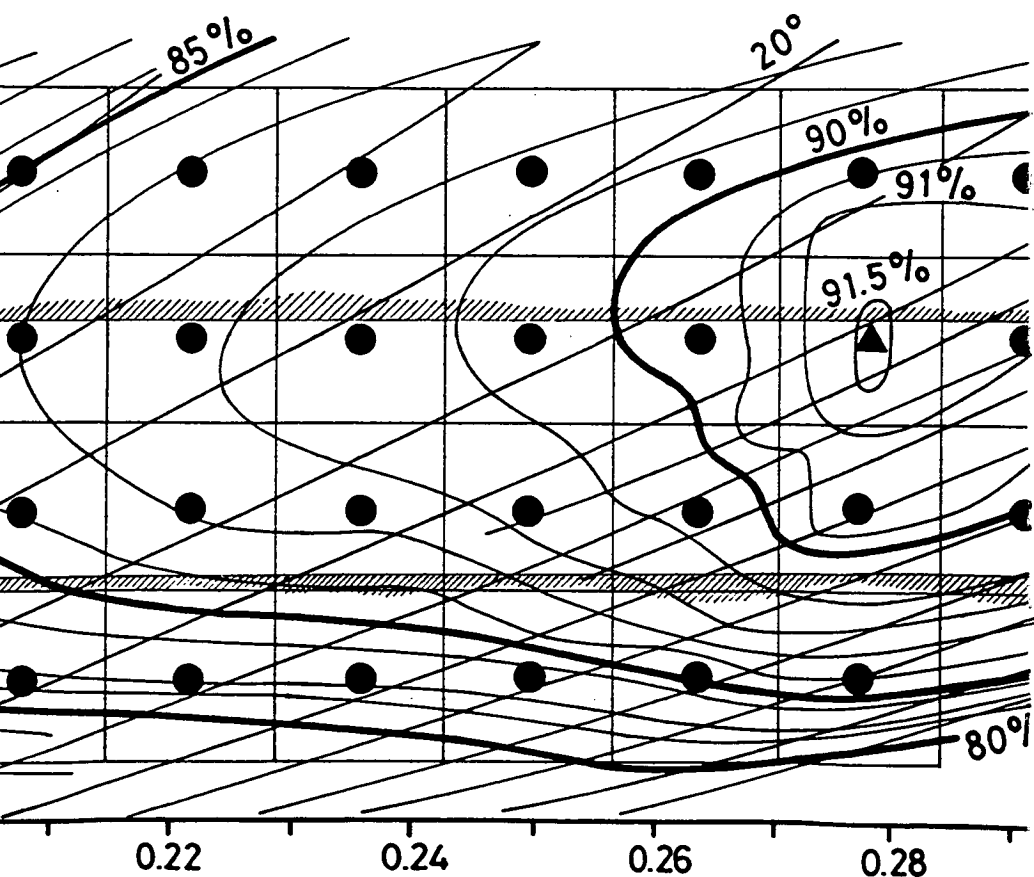
Le fonctionnement du modèle réduit de turbine Francis $v = 0.515$ de l'IMHEF (§ 4.2.1) est exploré selon un quadrillage régulier des coefficients de débit et d'énergie ϕ et ψ : tous les $0.2 \psi_{ref}$ de $0.6 \psi_{ref}$ à $0.8 \psi_{ref}$ et tous les $0.05 \phi_{ref}$ de $0.5 \phi_{ref}$ à $1.25 \phi_{ref}$.





Ce domaine est figuré sur la colline de rendement. La plage d'exploitation typique d'une turbine prototype est délimitée par des hachures. Cette plage est limitée par les chutes maximale et minimale, et par la puissance maximale de l'alternateur.

Les régimes à fort coefficient de débit et faible coefficient d'énergie ne sont pas étudiés: du fait de l'effondrement des performances et de la cavitation d'aubage, ils sont peu réalistes du point de vue de l'exploitation.



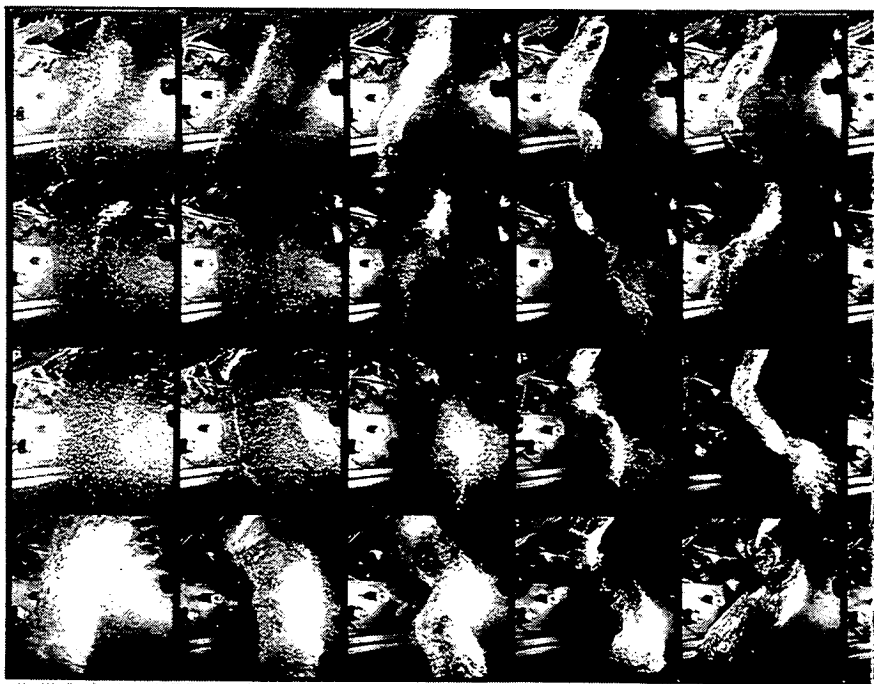


A0-2 Observation de torches

L'énergie hydraulique massique mise à disposition de la turbine est maintenue à la valeur constante de 117.7 J/kg. Le nombre de Thoma est aussi maintenu constant: $\sigma_{ie} = 0.204$.

Les prises de vue sont réalisées avec un appareil photo 6 x 6 cm, avec une distance focale de 40 mm. Le grand angle de vue ainsi obtenu offre une bonne vision des développements de vapeur dans le cône de l'aspirateur. L'éclairage est donné par un seul éclair de flash. Un montage d'enregistrements video a également été réalisé à partir de ces observations.

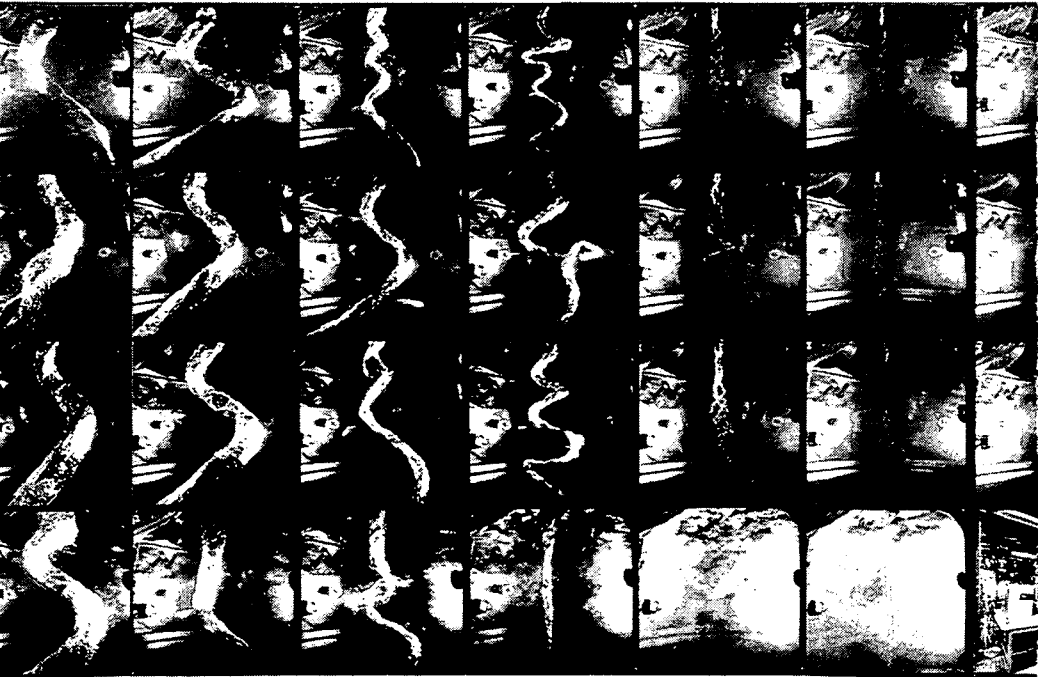
Au coefficient d'énergie ψ optimal, une torche de charge partielle structurée apparaît dès $0.6 \varphi_{ref}$. Au-dessous de ce débit, la précession n'est pas marquée, mais une recirculation importante est visualisée dans la partie centrale du cône de l'aspirateur par des bulles remontantes. La torche en hélice régulière, typique de la charge partielle, est rencontrée à $0.8 \varphi_{ref}$. A $0.9 \varphi_{ref}$, des spires de la torche sont prises, à intervalles irréguliers, dans le mouve-

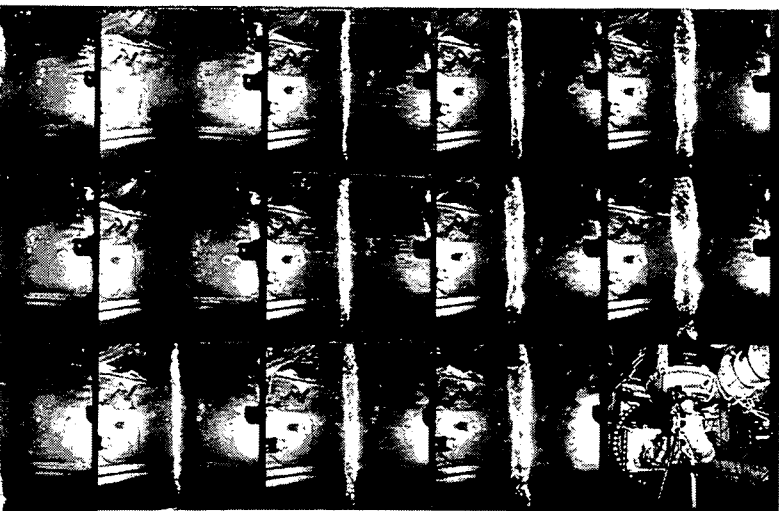




ment de recirculation. Au-delà de la zone sans torche, la formation de vapeur est filiforme et axisymétrique. Des strictions se forment et la torche prend au débit maximal sa forme en fuseaux multiples.

Cette représentation permet d'apprécier facilement l'évolution des volumes de vapeur selon ϕ et ψ . Le passage de $0.8 \psi_{ref}$ à $0.6 \psi_{ref}$, à charge partielle, est spectaculaire à ce point de vue. La turbine $v = 515$ machine présente la particularité d'avoir des volumes de torche décroissants vers les grandes valeurs de ψ à forte charge. On remarque enfin avec intérêt les torches filiformes axisymétriques à 0.9 et $1.0 \phi_{ref}$ à $0.6 \psi_{ref}$, donc de part et d'autre de la zone sans torche à bas ψ . Il n'y a pas de différence liée à la direction de la rotation résiduelle. A ces régimes, la cavitation lâchée par l'aubage commence à envahir le cône de l'aspirateur.





IMHEF

*INSTITUT DE MACHINES HYDRAULIQUES
ET DE MECANIQUE DES FLUIDES*

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE



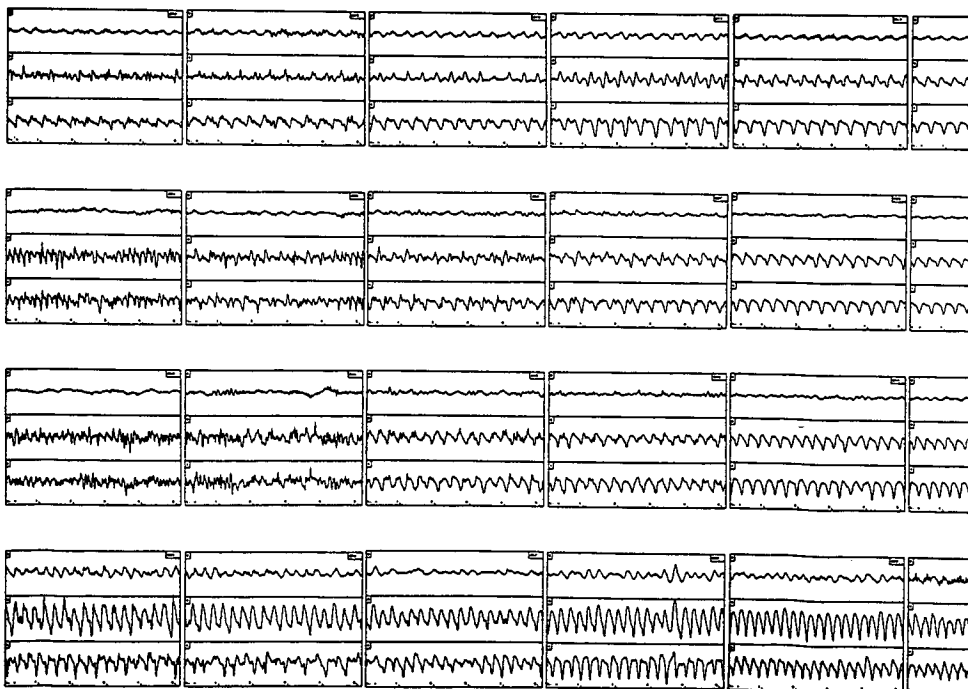
A0-3 Oscillogrammes des fluctuations de pression

Pour les mêmes régimes de fonctionnement, les fluctuations de pression de part et d'autre du cône d'aspirateur (1 et 3) ainsi que dans la conduite d'alimentation (9) sont représentées en fonction du temps.

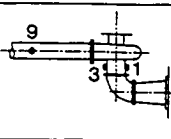
La durée de l'enregistrement est fixe. Elle est de 5.12 s, c'est à dire 61 tours de roue à ψ_{ref} .

L'échelle de pression est de ± 100 mbar, ce qui revient à ± 8.5 % de la pression.

L'oscillation fortement périodique associée à la précession de charge partielle est bien visible à ψ_{ref} de 0.6 à 0.85 ϕ_{ref} . Elle est clairement en opposition de phase entre les signaux de pression provenant des capteurs placés de part et d'autre du cône de l'aspirateur. Sa transmission à la conduite d'alimentation est fortement atténuée. Son amplitude devient plus importante vers les basses valeurs de ψ . A 0.8 ϕ_{ref} , des bouffées de fluctuations de pression à plus haute fréquence







lieu conduite
ône amont
ône aval
2 3 4 t(s)



IMHEF

INSTITUT DE MACHINES HYDRAULIQUES
ET DE MÉCANIQUE DES FLUIDES

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

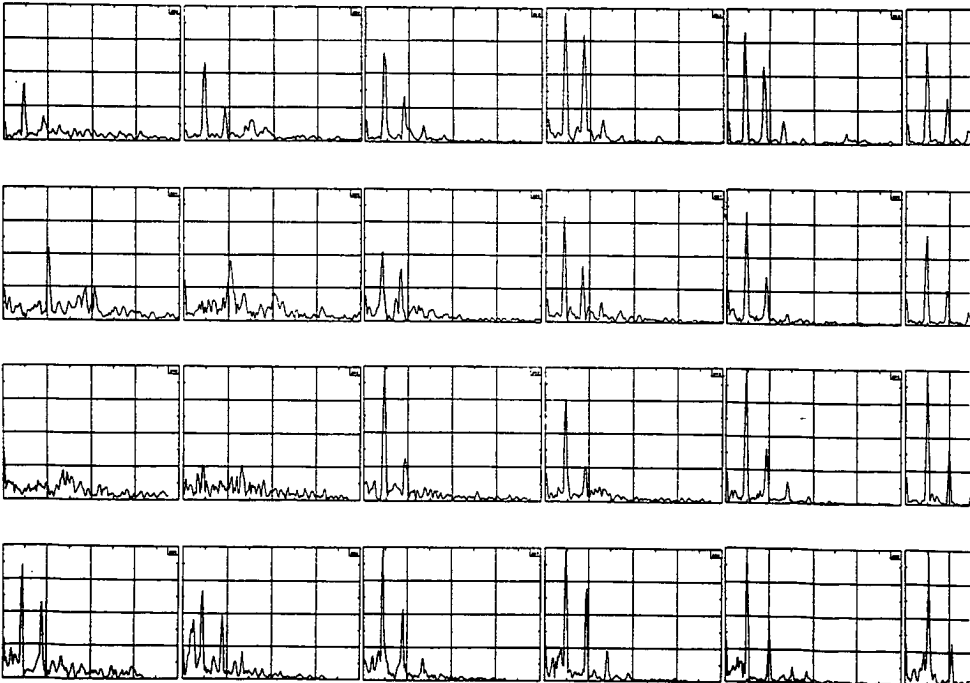
4

A0-4 Spectres d'amplitude des fluctuations de pression

Pour les mêmes régimes de fonctionnement, on représente les spectres d'amplitude des fluctuations de pression en paroi du cône d'aspirateur, du côté de la restitution (capteur 1). Il s'agit des modules des coefficients de la transformée de Fourier des signaux, avec une fenêtre de pondération Hanning.

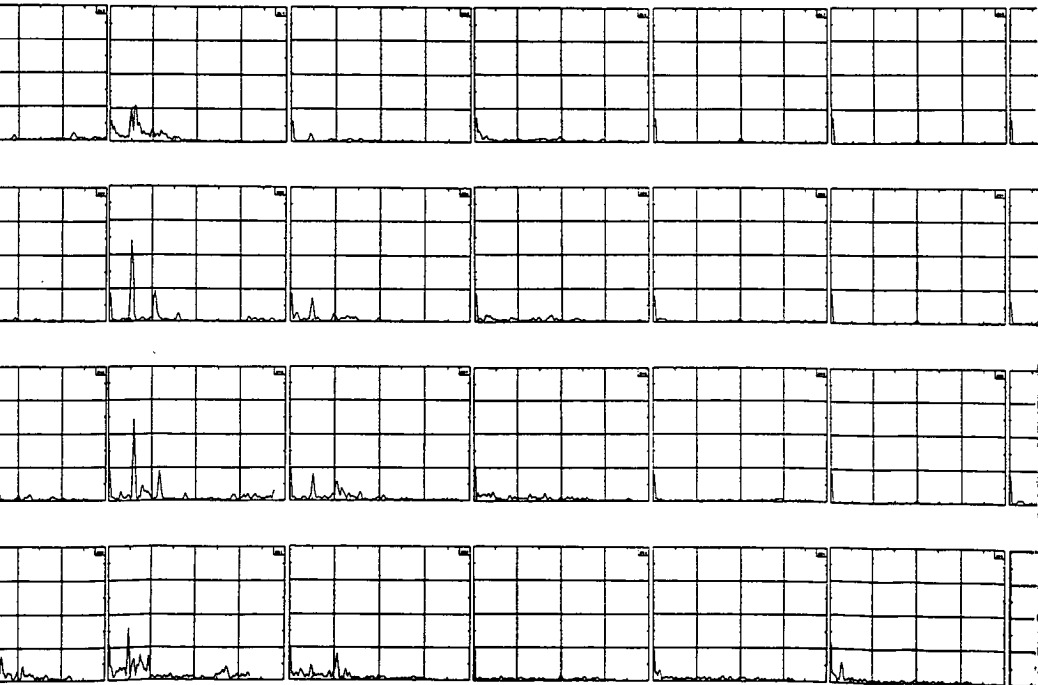
L'échelle des fréquences couvre la bande de 0 à 2 fois la fréquence de rotation. L'axe des amplitudes va de 0 à 2 % RMS de la pression représentative de l'énergie hydraulique massique absorbée par la turbine.

La manifestation principale est la fluctuation de charge partielle à 0.25 fois la fréquence de rotation. On remarque qu'elle n'est organisée qu'à partir de $0.60 \varphi_{ref}$ à 1.0 et à $0.8 \psi_{ref}$, mais qu'elle est déjà installée à $0.5 \varphi_{ref}$ aux valeurs supérieure et inférieure de ψ . A ψ_{ref} , on voit une oscillation à la moitié de la fréquence de rotation de la roue à 0.50 et $0.55 \varphi_{ref}$.

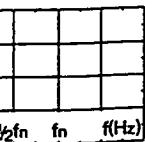
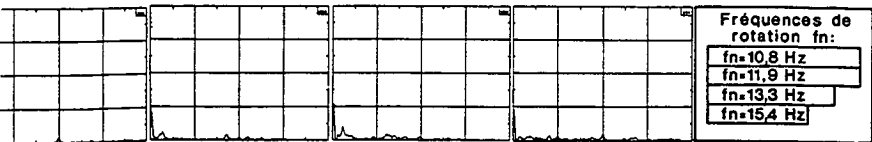
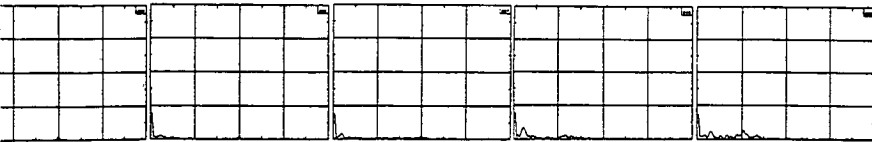
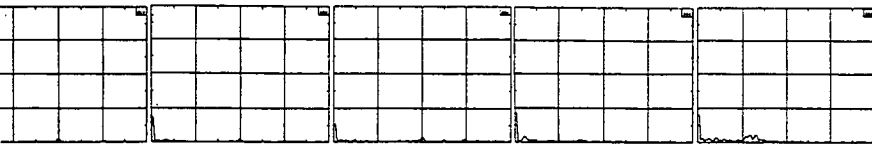


Dans la zone sans torche, les fluctuations de pression sont très faibles. Au-delà, on observe une légère oscillation de forte charge à $1.25 \phi_{ref}$, à la moitié de la fréquence de rotation de la roue.

On peut lier les faibles amplitudes de l'oscillation de forte charge au fait que les volumes de torches sont clairement décroissants quand ψ augmente (voir § 4.2.3).







IMHEF

INSTITUT DE MACHINES HYDRAULIQUES
ET DE MÉCANIQUE DES FLUIDES

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

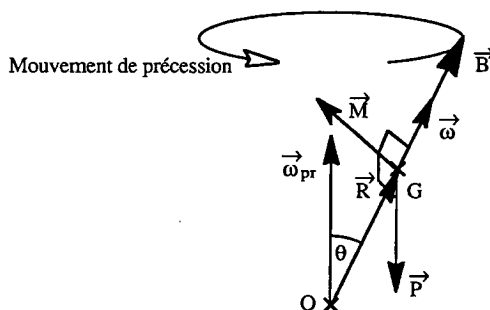


EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

ANNEXE 1: RAPPEL SUR LE MOUVEMENT DE PRECESSION

A1-1 Précession d'un solide en rotation

La précession [91] est le mouvement d'un axe de rotation autour d'un axe fixe. Cette notion physique s'applique principalement à la mécanique des solides. On distingue la précession libre, mouvement de l'axe de rotation sous l'effet d'un champ de forces, de la précession forcée ou moment gyroscopique, moment de réaction à une déviation imposée de l'axe de rotation. La précession forcée se manifeste notamment dans l'équilibre des véhicules à deux roues ou dans les forces qui s'exercent sur un turboréacteur d'avion pendant un virage. Le sens physique du mouvement de précession est développé brièvement. Ce rappel aide à l'assimilation de l'utilisation déviationniste du terme de précession dans l'étude des instabilités d'écoulement.



Précession d'un solide en rotation

Considérons une toupie pesante, animée d'un moment cinétique \vec{B} passant par le centre de gravité G et de direction confondue avec l'axe principal d'inertie. Le poids \vec{P} de la toupie passe par le centre de gravité. Si le moment cinétique \vec{B} (et donc l'axe principal d'inertie) n'est pas orienté selon le champ vertical de pesanteur, alors le poids exercera un moment de basculement \vec{M} sur la toupie. Si \vec{R} est le rayon-vecteur qui relie la pointe O de la toupie au centre de gravité et θ est l'angle entre l'axe de rotation et la verticale (direction du champ de pesanteur), alors:

$$\vec{M} = \vec{P} \times \vec{R}$$

\vec{M} est un vecteur horizontal, perpendiculaire au rayon \vec{R} , de norme $P \cdot R \cdot \sin \theta$.

Le théorème du moment cinétique exprime la variation dans le temps du moment cinétique \vec{B} sous l'effet du moment \vec{M} :

$$\frac{d\vec{B}}{dt} = \vec{M}$$

Dans un référentiel lié à la pointe O, la pointe du vecteur B est animée d'une vitesse horizontale perpendiculaire à \vec{R} , de norme $P \cdot R \cdot \sin \theta$. Elle décrit un cercle de rayon $B \cdot \sin \theta$. avec la vitesse angulaire de précession:

$$\omega_{pr} = \frac{P \cdot R \cdot \sin \theta}{B \cdot \sin \theta} = \frac{P \cdot R}{B}$$

$\vec{\omega}_{pr}$ passe par O et a la direction du champ de pesanteur.

La précession libre d'un solide en rotation autour de son axe principal d'inertie, sous l'effet d'une force de masse constante non parallèle à l'axe de rotation, est donc un mouvement circulaire de l'axe de rotation autour de la direction de la force de masse. Dans le cas plus général d'une rotation autour d'un axe quelconque, le mouvement de l'axe de rotation devient irrégulier, avec une variation de direction et de norme du vecteur $\vec{\omega}_{pr}$. Le mouvement de précession assure l'équilibre dynamique du solide en rotation. En astronomie, la précession des astres est également appelée nutation.

A1-2 Précession d'un fluide en rotation

L'analyse de la cinématique d'un solide en rotation est grandement facilitée par l'impossibilité du mouvement relatif entre les différentes parties du solide. Il en va tout autrement dans un fluide en rotation, où non seulement ce mouvement existe, mais en plus il donne naissance à des forces de viscosité. Il n'en reste pas moins que les principes physiques qui régissent l'équilibre des corps en rotation s'appliquent, avec les précautions qui s'imposent, aux liquides comme aux solides.

Le moment cinétique d'un corps est égal à l'intégrale dans son volume du produit vectoriel du rayon-vecteur par la quantité de mouvement. Sa dérivée par rapport au temps est égale à la somme des moments appliqués.

$$\vec{B} = \int_V \vec{R} \times \vec{C} \cdot \rho \, dv ; \quad \frac{d\vec{B}}{dt} = \int_V \frac{d(\vec{R} \times \vec{C})}{dt} \cdot \rho \, dv + \int_V \vec{R} \times \vec{C} \cdot \frac{d(\rho \, dv)}{dt}$$

Si on considère le fluide en rotation contenu dans un élément de circuit, la dérivée de la masse par rapport au temps $d(\rho V)/dt$ représente le débit-masse à travers l'élément. Outre les cas de mouvement global du canal, on peut donc citer deux cas où l'écoulement en rotation se perturbera lui-même en générant un moment gyroscopique: les coudes (changement de $\vec{R} \times \vec{C}$ imposé par les parois) et la dissipation visqueuse, notamment quand la conduite débouche dans un réservoir de section plus grande. Ce moment gyroscopique aura tendance à écarter l'axe de rotation de l'axe de la conduite. Il y a précession forcée.

Si de plus une force agit axialement sur la colonne liquide, par exemple la pesanteur dans une conduite verticale, la force de pression dans une conduite à section variable ou la résultante des forces de viscosité, la rotation de l'écoulement pourra devenir instable: un écart entre l'axe de rotation et l'axe de la conduite entraînera un mouvement global de précession.

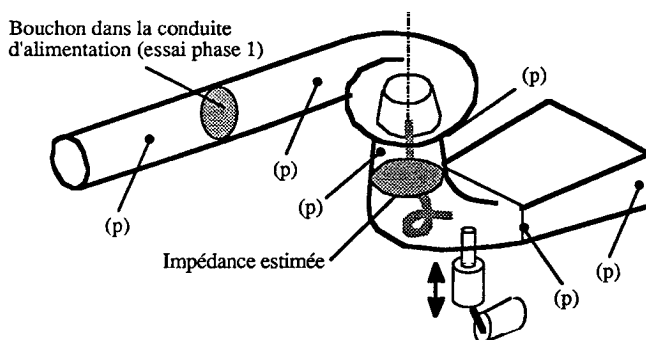
EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

ANNEXE 2: ADMITTANCE DE SORTIE DE LA ROUE DE TURBINE

A2-1 Généralités, montage expérimental

La faible valeur de l'admittance de sortie de la roue d'un modèle réduit de turbine a été établie en 1984 dans le cadre d'une étude des caractères dominants du circuit d'essais de l'IMHEF [64]. Ce résultat, un des premiers de ce travail de recherche, nous permet d'aborder aisément la dynamique de l'aspirateur puisqu'il est, par certains aspects, dynamiquement découplé du reste de l'installation.

Un modèle réduit d'une turbine Francis lente, $v = 0.300$, de diamètre de roue $R_{je} = 0.4$ m, est monté sur le stand d'essai. Une excitatrice à piston de 780 cm^3 de cylindrée est placée dans le coude de l'aspirateur. La bande de fréquences étudiée s'étend de 1 à 12 Hz. Les fluctuations de pression sont enregistrées en différents points de la conduite d'alimentation, de part et d'autre d'un diamètre du cône de l'aspirateur, dans le coude de l'aspirateur et près de la restitution dans le chaudron aval.



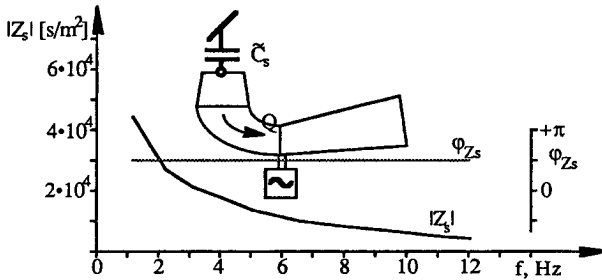
Un premier essai d'excitation forcée est mené en eau morte, roue arrêtée, la conduite d'alimentation étant obstruée. Un modèle de comportement simple est élaboré pour la transmission des ondes acoustiques à basse fréquence à travers le modèle réduit de turbine.

Dans une seconde série d'essais, le modèle réduit de turbine fonctionne au régime optimal ($n = 10.5$ Hz), hors cavitation. La bande de fréquence est à nouveau explorée en excitation forcée.

Le but de la manipulation était d'estimer la valeur d'une impédance additionnelle, due au fonctionnement du modèle, placée arbitrairement dans le cône de l'aspirateur. En effet, selon une conception répandue à l'époque, la distribution de vitesses à la sortie de la roue créait une singularité d'impédance.

A2-2 Observations

On a supposé que l'impédance singulière Z_s était en série. Les signaux enregistrés et le modèle de transmission estimé en eau morte, avec une impédance connue dans la conduite d'alimentation, fournissent fréquence par fréquence la valeur numérique complexe de Z_s . On a ainsi pu constater que l'impédance additionnelle était imaginaire pure et qu'elle reflétait un comportement purement élastique de la singularité.



Un examen plus attentif montre que l'impédance de sortie de roue est très grande par rapport aux autres impédances en jeu dans l'aspirateur. Le comportement élastique mis en évidence est en réalité celui du cône en plexiglas prévu pour l'observation de la cavitation à la sortie de la roue, où la vitesse de propagation des ondes est de l'ordre de 90 m/s.

Rappelons que ce résultat avait été obtenu hors cavitation. Que se passe-t-il si, comme c'est le cas aux régimes qui nous intéressent, un volume de vapeur relativement important est présent dans la torche? La compressibilité de la torche, localisée à la sortie de la roue, contribuera à abaisser l'impédance locale; l'admittance de sortie de la roue sera d'autant plus faible et il sera légitime de considérer que les oscillations libres du volume de vapeur dans la torche et de la colonne liquide de l'aspirateur sont peu influencées par la dynamique de la conduite d'alimentation, sauf naturellement si celle-ci entrerait en résonance.

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

ANNEXE 3: NOMENCLATURE

A3-1 Variables d'état

L'étude du comportement dynamique des machines et des installations hydrauliques est basée sur l'évolution dans le temps de variables d'état représentatives du fluide en chaque point du système. Vu les hypothèses simplificatrices généralement adoptées, seules deux variables d'état indépendantes sont considérées:

L'énergie hydraulique massique gH peut également être représentée par la chute ou énergie hydraulique par unité de poids H , ou encore par la pression p .

Le débit-volume Q peut également être représenté par le débit-masse ρQ ou par la vitesse d'écoulement moyenne C dans chaque section de conduite.

Les deux variables d'état indépendantes sont regroupées dans un vecteur d'état qui définit à un instant donné ou à une fréquence donnée, l'état dynamique du système en un de ses points. Dans certains cas simples traités globalement, un vecteur d'état unique englobera toutes les variables nécessaires à la description de l'état dynamique du système complet.

A3-2 Représentation des signaux

Le signal χ est l'ensemble des valeurs prises au cours du temps par la grandeur observée. Le symbole de la grandeur représente son signal: p pour la pression etc.

$$\chi(t) \in \chi, -\infty < t < \infty$$

Par extension et pour simplifier les notations, un signal est généralement complexe. Sa partie réelle est directement observable.

Le module du complexe z est noté $|z|$. Son complexe conjugué est noté z^* . L'astérisque peut également désigner une valeur adimensionalisée. $|y|$ peut aussi désigner la valeur absolue d'un scalaire y .

Le signal échantillonné χ_e est la suite des valeurs discrètes prises par la grandeur observée. En général, l'échantillonnage est périodique et le signal échantillonné est lié à une fréquence d'échantillonnage f_e :

$$\chi_e(k) = \chi(k/f_e) \in \chi_e, -\infty < k < \infty$$

Le signal χ retardé de τ ou de κ/f_e est noté χ_τ ou $\chi_{e\kappa}$: $\chi_\tau = \chi(t+\tau)$, $\chi_{e\kappa} = \chi_e(k+\kappa)$

Le produit scalaire des signaux χ et y est défini par:

$$\langle \chi, y \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \chi(t) y(t) dt$$

A3-3 Traitement dans le domaine fréquentiel

La variable du domaine fréquentiel est indifféremment la fréquence f ou la pulsation $\omega = 2\pi f$.

Un signal sinusoïdal est noté sous forme exponentielle: $\exp(j\omega t) = \cos(\omega t) + j \sin(\omega t)$

Une sinusoïde amortie est désignée par une pulsation complexe $\tilde{\omega} = (j - \alpha)\omega$:

$$\exp(\tilde{\omega} t) = \exp((j - \alpha)\omega t) = \exp(-\alpha\omega t) \cdot (\cos(\omega t) + j \sin(\omega t))$$

La transformée de Fourier X du signal x est l'ensemble des composantes fréquentielles de ce signal:

$$F\{x(t)\} = X(f) = \int_{t=-\infty}^{\infty} x(t) \cdot \exp(-j \cdot 2\pi f t) \cdot dt \in X, -\infty < f < \infty$$

Les coefficients de la transformée de Fourier d'un signal sont des nombres complexes. Le module représente l'amplitude de la composante sinusoïdale du signal à la fréquence considérée. L'argument représente la phase de cette composante. Ces coefficients sont appelés des phaseurs. Par souci de concision, et lorsque cela ne prête pas à confusion, le phaseur est noté par la lettre minuscule correspondant au symbole de la grandeur étudiée. Selon le contexte, l'indication de fréquence est explicite ou implicite:

$$x = x(f) = F\{x(t)\}$$

Trivialement, le phaseur d'une grandeur pour la fréquence nulle est *théoriquement* égal à sa valeur moyenne.

L'amplitude du signal x s'écrit Δx ou Δx . Il y a plusieurs notations usuelles de l'amplitude:

"crête": $\Delta x_A = |x|$ "crête à crête": $\Delta x_{AA} = 2|x|$ "efficace" ou "RMS": $\Delta x_{RMS} = 2^{-1/2}|x|$

L'amplitude efficace d'un signal sinusoïdal est égale à son écart-type.

A3-4 Liste de symboles

Symbole	Signification	Définition	Unité
c	Phaseur de la fluctuation de vitesse d'écoulement Vitesse d'écoulement adimensionnelle $c = C/\sqrt{2E}$	$c = c(f)$	$m \cdot s^{-1}$..
c_p	Coefficient de pression		
c	Signal de vitesse d'écoulement	$c = c(t)$	$m \cdot s^{-1}$
ch	Cosinus hyperbolique		
e	Epaisseur de paroi		m
exp	Exponentielle		
f	Fréquence		$\text{cycles} \cdot s^{-1} = \text{Hz}$
f_c	Fréquence de coupure		Hz
f_e	Fréquence d'échantillonnage		$\text{éch.} \cdot s^{-1} = \text{Hz}$

Symbole	Signification	Définition	Unité
f_0	Fréquence d'oscillations libres		
g	Accélération de la pesanteur		$m \cdot s^{-2}$
ghp	Phaseur de la fluctuation d'énergie hydraulique potentielle massique	$ghp = gh_p(f)$	J/kg
gh_p	Signal d'énergie hydraulique potentielle massique	$gh_p = gh_p(t)$	J/kg
i	Position dans un maillage		
j	Nombre imaginaire unitaire	$j = \sqrt{-1}$	
	Position dans un maillage		
k	Rang d'échantillonnage		
	Coefficient		
k_r	Coefficient de perte de charge localisée	$g_{Hr} = k_r Q Q $	m^{-4}
m	Chiffre de moment cinétique		
	Ordre		
n	Fréquence de rotation		$tours \cdot s^{-1} = Hz$
	Rang spectral		
\vec{n}	Vecteur normal		
p	Phaseur de la fluctuation de pression	$p = p(f)$	$N \cdot m^{-2} = kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$
p	Signal de pression	$p = p(t)$	$N \cdot m^{-2} = kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$
pag	Puissance acoustique globale adimensionnelle	$pag = \frac{PAG \cdot \frac{\rho S}{A}}{(\rho E)^2}$	
q	Phaseur de la fluctuation de débit-volume	$q = q(f)$	$m^3 \cdot s^{-1}$
q	Signal de débit-volume	$q = q(t)$	$m^3 \cdot s^{-1}$
qdm	Quantité de mouvement		$kg \cdot m \cdot s^{-1}$
r	Rayon-vecteur		m
s	Ouverture d'un obturateur		m
\tilde{s}	Pulsation complexe	$\tilde{s} = \omega (j - \alpha)$	s^{-1}
sh	Sinus hyperbolique		
t	Temps		s
th	tangente hyperbolique		
u	Vitesse périphérique adimensionnelle	$u = U/\sqrt{2E}$	
w	Vitesse relative adimensionnelle	$w = W/\sqrt{2E}$	
x	Abscisse		m

Symbole	Signification	Définition	Unité
A	Aire d'une section droite de conduite		m ²
[A]	Matrice d'état		
B	Moment cinétique		kg•m ² •s ⁻¹
[B]	Matrice d'influence des perturbations		
C	Vitesse moyenne d'écoulement Covariance	$C = Q/A$	m•s ⁻¹
\tilde{C}^*	Compressibilité relative de torche	$\tilde{C}^* = \tilde{C} \cdot E/R^2$	
Ca	Composante axiale de la vitesse d'écoulement		m•s ⁻¹
Cm	Composante méridienne de la vitesse d'écoulement		m•s ⁻¹
Cr	Composante radiale de la vitesse d'écoulement		m•s ⁻¹
Cu	Composante périphérique de la vitesse d'écoulement		m•s ⁻¹
\tilde{C}	Compressibilité hydro-acoustique ⁽¹⁾	$q_s = q_e - j \omega \tilde{C} p_{es}$	kg ⁻¹ •m ⁴ •s ²
D	Diamètre		m
E	Energie hydraulique massique d'une machine Module d'élasticité ou de compressibilité		J/kg N•m ⁻² = kg•m ⁻¹ •s ⁻²
Eu	Nombre d'Euler	$Eu = \frac{\Delta p}{\rho \cdot C^2}$	
F	Force Fonction, transformation de Fourier		N = kg•m•s ⁻²
Fr	Nombre de Froude	$Fr = \frac{C^2}{g \cdot L}$	
G	Fonction		
gH	Energie hydraulique massique	$gH = g Z + \frac{p}{\rho} + \frac{C^2}{2}$	J/kg
gH _p	Energie hydraulique potentielle massique	$gH = g Z + \frac{p}{\rho}$	J/kg
gHr	Energie hydraulique massique dissipée par frottement en paroi ou par pertes singulières		.. J/kg
H	Chute (énergie hydraulique par unité de poids)		J/N = mCL
[I]	Matrice identité		

(1) \tilde{R} , \tilde{L} , \tilde{C} et les impédances notamment sont définis ici en fonction de la pression et du débit-volume comme variables d'état. Ils peuvent également être introduits avec d'autres variables d'état comme l'énergie hydraulique massique ou la hauteur de colonne d'eau qui la représente, et la vitesse d'écoulement ou le débit-masse.

Symbole	Signification	Définition	Unité
Im	Partie imaginaire		
J	Moment d'inertie-masse		kg•m ²
K	Coefficient de cavitation		
L	Longueur		m
\tilde{L}	Inertie hydro-acoustique	$p_s = p_e - j \omega \tilde{L} q_{es}$	kg•m ⁻⁴
M	Moment Ordre de la transformée de Fourier		N•m
Ma	Nombre de Mach	$Ma = \frac{C}{\sqrt{dp/dp}}$	
[M]	Matrice de transmission	$[X]_s = [M] \cdot [X]_e$...
N	Vitesse de rotation Nombre d'échantillons par lot		tours/min
NPSE	Energie hydraulique massique nette positive d'aspiration		J/kg
P	Puissance Poids		W N
PAD	Puissance acoustique directe		W
PAG	Puissance acoustique globale	$P_{ag} = Re(p \cdot q^*)$	W
PAD	Puissance acoustique inverse		W
Q	Débit-volume		m ³ •s ⁻¹
R	Rayon		m
\tilde{R}	Dissipation hydro-acoustique	$p_s = p_e - \tilde{R} q_{es}$	kg•m ⁻⁴ •s ⁻¹
Re	Partie réelle Nombre de Reynolds	$Re = \frac{C \cdot L}{\nu}$	
S	Vitesse de propagation des ondes		m•s ⁻¹
St	Nombre de Strouhal	$St = \frac{C \cdot \Delta t}{L}$..
Str	Nombre d'onde	$Str = \frac{\omega \cdot L}{S}$	
T	Couple Période	$T = 1/f$	N•m = kg•m ² •s ⁻² s
TRG	Gain de la fonction de transfert	TRG = TRG(f)	
TRP	Phase de la fonction de transfert	TRP = TRP(f)	(rad) ou °
U	Vitesse périphérique Tension		m•s ⁻¹ V

Symbole	Signification	Définition	Unité
[U]	Vecteur de perturbation		...
V	Volume		m ³
V _g	Volume de gaz		m ³
W	Vitesse relative		m•s ⁻¹
[X]	Vecteur d'état		...
Y	Admittance hydro-acoustique	$Y_e = q_e/p_e$	kg ⁻¹ •m ⁴ •s ¹
Z	Impédance hydro-acoustique	$Z_e = p_e/q_e$	kg•m ⁻⁴ •s ⁻¹
	Impédance d'un élément	$Z = (p_s - p_e)/q$	kg•m ⁻⁴ •s ⁻¹
	Cote		m
Z _c	Impédance complexe de référence	$Z_c = Z_{ref} \cdot \gamma \cdot \frac{S}{L \bar{s}}$	kg•m ⁻⁴ •s ⁻¹
Z _{ref}	Impédance hydro-acoustique de référence	$Z_{ref} = \rho S/A$	kg•m ⁻⁴ •s ⁻¹
ZST	Zone sans torche		
α	Angle d'écoulement		(rad)
	Coefficient d'amortissement		
	Onde acoustique directe		N•m ⁻²
β	Angle d'aubage		(rad)
	Onde acoustique inverse		N•m ⁻²
γ	Coefficient polytropique		
	Pulsation complexe adimensionnelle	$\gamma = \sqrt{\bar{C} \bar{s} (\bar{L} \bar{s} + \bar{R})}$	
	Cohérence		
δ	Différence		
η	Rendement		
θ	Angle		(rad)
	Coefficient		
κ	Décalage		..
	Variable		
λ	Facteur d'échelle		
	Coefficient de perte de charge	$gHr = \lambda \frac{L}{2D} C^2$	
ν	Vitesse spécifique	$\nu = \varphi^{1/2} \cdot \psi^{-3/4}$	
ρ	Masse volumique		kg•m ⁻³
	Coefficient de corrélation		
σ	Nombre de Thoma	$\sigma = NPSE/E$	
τ	Retard		s

Symbole	Signification	Définition	Unité
$\bar{\tau}$	Tenseur des contraintes de cisaillement		$N \cdot m^{-2} = kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$
φ	Coefficient de débit	$\varphi = \frac{Q}{2 \pi^2 R^3 n}$	
	Phase		(rad)
ϕ_{XX}	Fonction d'autocorrélation	$\phi_{XX}(\tau) = \langle x^*, x_\tau \rangle$...
ϕ_{XY}	Fonction d'intercorrélation	$\phi_{XY}(\tau) = \langle x^*, y_\tau \rangle$...
	Variance		...
ψ	Coefficient d'énergie	$\psi = \frac{E}{2 \pi^2 R^2 n^2}$	
$[\psi]$	Vecteur d'observation		
ω	Pulsation	$\omega = 2 \pi f$	$rad \cdot s^{-1} = s^{-1}$
	Vitesse angulaire	$\omega = 2 \pi n$	$rad \cdot s^{-1} = s^{-1}$
Δ	Amplitude		
$[\Theta]$	Vecteur de paramètres		
Λ	Longueur d'onde		m
Φ	Densité spectrale (interspectrale) d'énergie		...
$[\Psi]$	Matrice d'observation		

A3-5 Indices

Indices indiquant la position dans la machine

Indice	Signification
l	Limite de la machine, du côté haute pression
f	Limite de la machine, du côté basse pression
l	Arête de l'aubage de roue, du côté haute pression
ī	Arête de l'aubage de roue, du côté basse pression
e	Filet extérieur de l'aubage de roue
	Entrée
bp	Basse pression
hp	Haute pression
s	Sortie

Indices divers

Indice	Signification
a	Atmosphérique
v	Vapeur
s	Suspension
Λ, opt	Régime optimal
ref	Référence

Des indices et symboles supplémentaires sont définis de cas en cas.

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

ANNEXE 4: BIBLIOGRAPHIE

- [1] ANDERSON D. , BLADE R. , STEVANS W.: Response of a radial-bladed centrifugal pump to sinusoidal disturbances for non-cavitating flow. NASA TN D-6556 December (1971)
- [2] ANGELICO G., MUCIACCIA F., ROSSI G.: Part load behaviour of a turbine: a study on a complete model of hydraulic power plant. IAHR Symposium, Montréal (1986)
- [3] ANGELICO G., FANELLI M., SICCARDI F.: Hydraulic machinery as a transfer element for steady pulsating quantities. IAHR W.G., Lille (1987)
- [4] ASCH G.: Les capteurs en instrumentation industrielle. Dunod (1982)
- [5] BADIE-CASSAGNET A. et al.: Application de l'intensimétrie acoustique à l'identification des sources de pulsation de pression dans les circuits. CETIM, Senlis (1981)
- [6] BADIE-CASSAGNET A., BERNARD G., KERMAREC J., THOMAS R.: Etude expérimentale du rayonnement acoustique d'un échantillon de pompes centrifuges de faibles vitesses spécifiques. SHF, Lyon (1989)
- [7] (BERTIN): Introduction à l'analyse par ondelettes. Bertin, Plaisir
- [8] BOLLETER U.: Using transfer function measurements to determine energy propagation in fluid lines, with application to centrifugal pump systems. Int. congr. on recent dev. in acoustic intensity meas., Senlis (1981)
- [9] BORCIANI G.: Behaviour of hydraulic machines under steady oscillations. Water Power juillet-août (1984)
- [10] BREKKE H.: A study on the dynamic behaviour of power plants in the low frequency region based on the frequency response test. IAHR Symposium, Stirling (1984)
- [11] BRENNEN C., ACOSTA A.J.: Theoretical, quasi-static analysis of cavitation compliance in turbopumps. J. Spacecraft, vol.10 (1973)
- [12] BRENNEN C., ACOSTA A., The dynamic performance of cavitating turbopumps. 5th conf. on Fluid Mach., Budapest (1975)
- [13] BRENNEN C., ACOSTA A. J.: The dynamics of cavitating inducer pumps. Int. conf. 2-phase flow cavitation, IAHR Symposium, Grenoble (1976)
- [14] BRENNEN C., ACOSTA A.: The dynamic transfer function for a cavitating inducer. ASME, J.F.M. June (1976)
- [15] BRENNEN C., BRAISTED D.M.: Stability of hydraulic systems with focus on cavitating pumps. IAHR Symposium, Tokyo (1980)
- [16] BROWN F. T., MARGOLIS D. L., SHAH R. P.: Small-amplitude frequency behavior of fluid lines with turbulent flow. ASME December (1969)
- [17] CAIGNAERT G., KERMAREC J., TROLLAT C., JAREMCZAK M.: Hydraulic noise of centrifugal pumps: comparison of three different pumps designed for the same duty point. IAHR Symposium, Belgrade (1990)
- [18] CAMPMAS P.: Stabilité du régime de fonctionnement des turbines Francis. AIRH Symposium, Nice (1960)
- [19] CAMPMAS P., GIRAUD H.: Analyse du fonctionnement d'une turbine Francis: comparaison des investigations sur modèle réduit et sur turbine industrielle. AIRH Symposium, Nice (1960)

- [20] CASACCI S., WEGNER M., HENRY P., PRENAT J.E.: Examen expérimental de la stabilité des turbines Francis sur modèle et sur prototype à charge partielle. IAHR Symposium, Amsterdam (1982)
- [21] (CETIM): La terminaison anéchoïque pour liquide. CETIM, Senlis (1989)
- [22] CHEN Y.: Oscillations de pression dans les bâches spirales des pompes d'accumulation. Recherches Sulzer (1961)
- [23] DE BERNARDINIS B., SICCARDI F.: The pump dynamic behaviour: the pump-circuit interactions. IAHR Symposium, Baden-Baden (1977)
- [24] DE COULON F.: Théorie et traitement des signaux. Georgi, St Saphorin (1984)
- [25] DENIS-PAPIN M., KAUFMANN A.: Cours de calcul matriciel. éditions Albin Michel, Paris (1969)
- [26] DERIAZ P.: A contribution to the understanding of flow in draft tubes of Francis turbines. IAHR Symposium, Nice (1960)
- [27] DESMET B., TEPHANY F., TROLLE J.L., OUKAKED R.: Acoustic power method applied to a butterfly valve. IAHR W.G., Lille (1987)
- [28] DÖRFLER P.: Modèle mathématique des oscillations excitées à charge partielle par la torche de cavitation dans les turbines Francis. Bulletin Escher Wyss No 1/2 (1980)
- [29] DÖRFLER P.: System dynamics of the Francis turbine half load surge. IAHR Symposium Amsterdam, (1982)
- [30] DÖRFLER P.: Francis turbine impedance - experimental results vs. theoretical model. IAHR W.G., Milan (1983)
- [31] DÖRFLER P.: Evaluation concepts for low frequency oscillations in hydraulic reaction turbines. IAHR W.G., Milan (1983)
- [32] DÖRFLER P.: On the role of phase resonance in vibrations caused by blade passage in radial hydraulic turbomachines. IAHR Symposium, Stirling (1984)
- [33] DÖRFLER P.: Francis turbine surge prediction and prevention. Waterpower '85, Las Vegas (1985)
- [34] DÖRFLER P.: Stability analysis by linear perturbation method for a 2-region vortex model. IAHR W.G., Mexico (1985)
- [35] DÖRFLER P.: A 'Cross impedance' method for frequency-domain representation of oscillations in power plants with meshed waterways. BHRA Pressure Surges, Hannover (1986)
- [36] FANELLI M.: Further considerations on the dynamic behaviour of hydraulic turbo-machinery. Water Power June (1972)
- [37] FANELLI M., SICCARDI F.: Réponse d'une turbomachine hydraulique à des fluctuations des paramètres dynamiques du circuit. La Houille Blanche, No 1/2 (1980)
- [38] FANELLI M., ANGELICO G., ESCOBAR P.: The behaviour of a centrifugal pump in a steady pulsating hydraulic system. Experimental results. IAHR W.G., Milan (1983)
- [39] FANELLI M., ANGELICO G., ESCOBAR P.: A transfer matrix for the dynamic behaviour of a turbomachine. IAHR W.G., Mexico (1985)
- [40] FANELLI M.: The vortex rope in the draft tube of Francis turbines operating at partial load: a proposal for a mathematical model. IAHR W.G., Fort Collins (1989)
- [41] FANELLI M.: Research on off-design behaviour of Francis turbines: an overview of present state, difficulties, open problems, needs and strategies. IAHR W.G., Milan (1991)

- [43] FANELLI M., ANGELICO G. MAFFIO A. VALLI C.: A proposal for a hybrid model for investigating the dynamic behaviour of a Francis turbine at part load. IAHR Symposium, São Paulo (1992)
- [44] FISHER R.K., PALDE U., ULITH P.: Comparison of draft tube surging of homologous scale models and prototype Francis turbines. IAHR Symposium, Tokyo (1980)
- [45] FISHER R.K., ULITH P.: Comparison of draft tube surging of homologous scale models and prototype Francis turbines. Voith Research and Construction vol 28e (1982)
- [46] FISHER R.K.: Computerized fluid analysis of hydraulic turbines & pumps: an overview of the state-of-the-art. Guest lecture, IAHR Symposium, Trondheim (1988)
- [47] FRANCIS J.R.D.: A textbook of fluid mechanics for engineering students. Edward Arnold, London (1969)
- [48] FRITSCH A., MARIA D.: Dynamic behaviour of a Francis turbine at partial load: model-prototype comparison. IAHR W.G., Lille (1987)
- [49] FRANKE P.G., SEYLER F.: Computation of unsteady pipe flow with respect to viscoelastic material properties. Journal of Hydraulic Research vol 21 (1983)
- [50] GABILLARD R.: Vibrations et phénomènes de propagation. Dunod, Paris (1969)
- [51] GARREAU D., LEDUCQ B., TROLLE J.L.: Analyse expérimentale des phénomènes d'interaction d'une machine et de son circuit. Société Hydrotechnique de France (1987)
- [52] GILLET D.: Simulation de systèmes. EPFL, Ecublens (1989)
- [53] GRAESER J.-E.: Abaque pour turbines hydrauliques. Publication EPFL, Lausanne (1974)
- [54] GRAESER J.-E.: Régimes transitoires en hydraulique - Coup de bélier. IMH-EPFL (1983)
- [55] GRAESER J.E., PRENAT J.E., WEGNER M.: Report of experiments on a Francis turbine and its test loop. IAHR W.G., Milan (1983)
- [56] GREIN H., JAQUET M.: Measurements of pressure fluctuations in storage pumps and pump turbines. IAHR Symposium, Rome (1972)
- [57] GREIN H.: Vibration phenomena in Francis turbines: their causes and prevention. IAHR Symposium, Tokyo (1980)
- [58] GREITZER E. M.: The stability of pumping systems. Journal of Fluids Engineering, vol. 103 June (1981)
- [59] GUARGA R.: Theory of resonance in pressurized piping systems. IAHR W.G., Milan (1983)
- [60] HARSHBARGER E.D., MARCH P.A., VIGANDER S.: The effect of hydroturbine air venting on generating efficiency, dissolved oxygen uptake and turbine vibrations. IAHR Symposium, Stirling (1984)
- [61] HENRY P., WEGNER M., GRAESER J.E.: Analyse expérimentale de la stabilité hydraulique de la turbine Francis à charge partielle. Société Hydrotechnique de France novembre (1981)
- [62] HENRY P.: Calcul et tracé de l'abage Francis. Publication EPFL, Lausanne (1982)
- [63] HENRY P.: La cavitation dans les machines hydrauliques. Publication EPFL, Lausanne (1984)
- [64] HENRY P., GRAESER J.E., PRENAT J.E., WEGNER M.: Scale effects concerning hydraulic quasi-stationary oscillations on a turbine model and its test circuit. IAHR Symposium, Stirling (1984)
- [65] HENRY P.: Improvements for conventional clean energies: Hydroelectric power. CMDC World clean energy conference, Geneva (1991)

- [66] HENRY P.: Turbomachines hydrauliques. Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne (1992)
- [67] (HEWLETT PACKARD): The fundamentals of signal analysis. HP application note 243 (1985)
- [68] HOSOI Y.: Contributions to model tests of draft tube surges of Francis turbines. IAHR Symposium, Fort Collins (1978)
- [69] JACOB M. sr.: L'évolution des sources d'énergie dans le Monde. Communication à l'Académie des Sciences, Belles-Lettres et Arts de Lyon, Pont Saint-Esprit (1991)
- [70] JACOB T.: L'hydraulique des temps modernes. Lausanne (1983)
- [71] JACOB T., MARIA D., PRENAT J.-E.: Comportement dynamique d'une turbine Francis à forte charge. Comparaisons modèle - prototype. SHF Comité technique 134, Paris (1987)
- [72] JACOB T., PRENAT J.-E.: Etude générale, sur modèle réduit, du comportement dynamique de turbines Francis. IAHR W.G., Lille (1987)
- [73] JACOB T., PRENAT J.E., GRENIER R.: A characterization procedure for the dynamic behavior of Francis turbines: Practical comparison of elbow and Moody type draft tubes. IAHR Symposium, Trondheim (1988)
- [74] JACOB T., PRENAT J. E.: Matrices de transfert d'une pompe-turbine. SHF, Lyon (1989)
- [75] JACOB T.: Identification of dynamic transmission parameters of a centrifugal pump. IAHR W.G., Fort Collins (1989)
- [76] JACOB T., PRENAT J.E.: Generation of hydro-acoustic disturbances by a Francis turbine model and dynamic behavior analysis. IAHR Symposium, Belgrade (1990)
- [77] JACOB T., TROLLAT C.: Caractéristiques hydro-acoustiques de pompes centrifuges. IAHR W.G., Milan (1991)
- [78] JACOB T., PRENAT J.E.: Identification des paramètres de transmission de perturbations hydro-acoustiques d'une turbomachine hydraulique. IAHR W.G., Milan (1991)
- [79] JACOB T., PRENAT J.E., VULLIOUD G., LOPEZ ARAGUAS B.: Surging of a 140 MW Francis turbine at high load, analysis and solution. IAHR Symposium, São Paulo (1992)
- [80] JÖNSSON L.: Mean velocity profiles in transient flows. IAHR Symposium, São Paulo (1992)
- [81] KARTERUD T., XIN-XIN L.: Noise reducing of a sewer pump plant. IAHR W.G., Milan (1991)
- [82] KAWATA Y., EBARA K., UEHARA S., TAKATA T.: The dynamic behaviour of centrifugal pump and its effect on the system instability. IAHR W.G., Mexico (1985)
- [83] KAWATA Y. et al.: Experimental research on the measurement of the dynamic behaviour of multistage centrifugal pump. IAHR W.G., Lille (1987)
- [84] KAWATA Y., TAKATA T., YASUDA O., TAKEUCHI T.: Measurement of the transfer matrix of a prototype multi stage centrifugal pump. IMechE (1988)
- [85] KAWATA Y., TOMOSHIGE T., KEIICHI K., OSAMU Y.: Experimental research on the dynamically unstable characteristics of centrifugal pumps. IAHR W.G., Milan (1991)
- [86] KAZAN M.N.: Turbine Francis: étude de l'écoulement à la sortie d'une roue Francis. Thèse EPUL, Lausanne (1962)
- [87] KERCAN V., BAJD M.: Computation and experimental investigation of draft tube vortex in Francis turbines of various specific speed. IAHR Symposium, Trondheim (1988)

- [89] KUNT M.: Traitement numérique des signaux. Georgi, St Saphorin (1980)
- [90] KUNT M. et al.: Techniques modernes de traitement numérique des signaux. Presses polytechniques et universitaires romandes, Lausanne (1991)
- [91] LANDAU L., LIFCHITZ E.: Mécanique. éditions MIR, Moscou (1969)
- [92] LANDAU L., LIFCHITZ E.: Mécanique des fluides. éditions MIR, Moscou (1971)
- [93] LOPEZ ARAGUAS B.: Proyecto GENOVEVA: Generadores de velocidad variable. BIT, IBERDROLA (1992)
- [94] MATSUNAGA S.: A measuring technique of oscillatory flow in hydraulic circuits. IAHR W.G., Milan (1983)
- [95] MAX J. et al.: Méthodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques. éditions Masson, Paris (1981)
- [96] MENDEL J. R.: Lessons in digital estimation theory. Prentice Hall, New Jersey (1987)
- [97] MORAND J.P.: Quand les fusées vibrent: l'effet POGO. La Recherche No 165 (1985)
- [98] MUCIACCIA F., ROSSI G.: Experimental approach to the study of stationary pulsations at the rope frequency on Francis turbine models: measurement techniques and some results. IAHR W.G., Milan (1983)
- [99] MUCIACCIA F., ROSSI G., ZANETTI V.: Study on model of the dynamic behaviour of a hydraulic machine. IAHR Symposium, Stirling (1984)
- [100] MUCIACCIA F., ROSSI G.: Experimental approach to the study of the dynamic behaviour of a Francis turbine model at high specific speed when operating at reduced load. IAHR W.G., Mexico (1985)
- [101] MUCIACCIA F.: Influence of the extension of the pier nose, inside the draft tube elbow of a Francis turbine, on the pressure pulsations and rotating radial thrust at suction vortex frequency. IAHR W.G., Milan (1991)
- [102] NISHI M., KUBOTA T., MATSUNAGA S., SENOO Y.: Study of swirl flow and surge in an elbow draft tube. IAHR Symposium, Tokyo (1980)
- [103] NISHI M., MATSUNAGA S., KUBOTA T., SENOO Y.: Surging characteristics of conical and elbow-type draft tubes. IAHR Symposium, Stirling (1984)
- [104] NISHI M.: Pressure data analysis by using Nishi's method. Kyushu Institute of Technology (1992)
- [105] OUAKED R.: Etude des phénomènes propagatifs en conduite dans un circuit hydraulique: intensimétrie hydroacoustique. Thèse 400, USTL Flandres-Artois (1989)
- [106] PALDE U.: Model and prototype turbine draft tube surge analysis by the swirl momentum method. IAHR Symposium, Vienna (1974)
- [107] PEJOVIC S., GAJIC A., OBRADOVIC D.: The effects of air supply to the draft tube upon hydraulic oscillations in a hydropower plant. IAHR Symposium, Stirling (1984)
- [108] PRENAT J.E., JACOB T.: Investigating the behaviour at high load of a Francis turbine model. IAHR W.G., Mexico (1985)
- [109] PRENAT J.-E.: Comportement dynamique des machines hydrauliques. Colloquio Internazionale sul comportamento dinamico delle macchine e dei sistemi idraulici, Ansaldo, Genova (1986)
- [110] PRENAT J.-E., JACOB T.: Comportement à forte charge d'un modèle de turbine Francis et effets d'échelle. AIRH Symposium, Montréal (1986)
- [111] PULPITEL L.: Low frequency pressure oscillations in hydraulic systems with a pump turbine in pump operation. IAHR W.G., Milan (1983)
- [112] PULPITEL L.: Dynamic problems of a hydraulic system with a hydraulic machine. IAHR W.G., Lille (1987)

- [113] RAABE J.: Great names and the development of hydraulic machinery. (Hydraulics and hydraulic research, a historical overview) A.A. Balkema, Rotterdam (1987)
- [114] RAABE J.: Oscillations of turbine set by cavity and helical vortex in the draft tube. IAHR W.G., Milan (1991)
- [115] RAO M.S., NAIDU B.S.K.: Scope of research in air-injection techniques with reference to hydraulic turbine operating requirements Indian journal of power & river valley dev. (1975)
- [116] RATSARAMODY J.: Programme de CAO-DAO d'installations hydroélectriques utilisable au stade d'un avant projet. Thèse EES Polytechnique Antsirana, Lausanne (1992)
- [117] ROCH A.: Cours d'automatique. Publication EPFL, Lausanne (1980)
- [118] SCHNEIDER K.: Das Verhalten von Kreiselpumpen beim Auftreten von Druckwellen. Thèse, Université de Stuttgart (1986)
- [119] SEYBERT T.A., GEARHART W.S., FALVEY H.T.: Studies of a method to prevent draft tube surge in pump-turbines. IAHR Symposium, Fort Collins (1978)
- [120] SCHLEGEL R.: Une application de la méthode des ondelettes: post traitement de résultats d'essais et de calcul. L'Aéronautique et l'Astronautique No 140 (1990)
- [121] SMITH N.: L'histoire de la turbine à eau. Science No 29 (mars 1980)
- [122] STIRNEMANN A., EBERL J.: Experimental determination of the dynamic transfer matrix for a pump. ASME, Miami Beach (1985)
- [123] STIRNEMANN A.: Using the transfer matrix notation to describe the stability of hydraulic systems. IAHR W.G., Lille (1987)
- [124] THICKE R.H.: Methods of controlling turbine draft tube vibrations and stability. Canadian electrical association, hydraulic power section (1980)
- [125] TROLLE J. L. et al.: Détermination de la matrice de transfert et de la source hydroacoustique de la pompe alimentaire N4 Bergeron-Rateau. SHF, Lyon (1989)
- [126] ULITH P., JAEGER E.U., STRICHELETZKY M.: Contribution to clarifying the inception of nonstationary flow phenomena in the draft tube of high specific speed Francis turbines operating at part load. IAHR Symposium, Vienna (1974)
- [127] VATCHER T.R., HUNTER M., PERREAULT G., COULSON D.M.: Hydraulic resonance in a 78 MW Francis turbine - field test results. IAHR Symposium, Strirling (1984)
- [128] VU T.C.: Viscous flow analysis for hydraulic turbine draft tubes. IAHR Symposium, Trondheim (1988)
- [129] WEGNER M.: Cavitation as erosion and instability cause - experiments and remedies. Lahore (1983)
- [130] WESTPHALEN M.L., MAZZOLENI J.C.: Variable speed turbine operation with HVDC (high voltage direct current) unit connected generators. IAHR Symposium, São Paulo (1992)
- [131] WYLIE E.B., STREETER V.L.: Fluid transients. éditions FEB Press, Ann Arbor (1985)
- [132] XIN-XIN L., BREKKE H.: Structure matrix method in hydraulic free vibration analysis. IAHR W.G., Fort Collins (1989)
- [133] ZIELKE W., WYLIE E., KELLER R.: Forced and self-excited oscillations in propellant lines. ASME, Journal of Basic Engineering, dec. (1969)
- [134] ZIELKE W.: Unsteady one-dimensional flows in complex networks and pressurized vessels: Vibrations and resonance in hydraulic systems. Von Karman Institute for Fluid Dynamics (1980)

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

ANNEXE 5: LISTE DES FIGURES

- figure 1-1 Principaux types de turbines hydrauliques et domaines d'application [116]
 figure 1-2 turbine Francis [66]
 figure 1-3 colline de rendement d'une turbine Francis
 figure 1-4 roues de turbines Francis de différentes vitesses spécifiques [53]
 figure 1-5 Part de l'énergie cinétique associée à la vitesse débitante à la sortie de la roue
 figure 1-6 Vitesses d'écoulement: décomposition cylindrique et triangles de vitesses
 figure 1-7 Triangle de vitesses à la sortie d'une roue de turbine Francis à différents régimes
 figure 1-8 vortex libre et forcé
 figure 1-9 Distribution de vitesses dans le cône de l'aspirateur d'une turbine Francis à $1.03 \Psi_{ref}$ hors cavitation
 figure 1-10 Torche de charge partielle dans l'aspirateur d'une turbine Francis [29]
 figure 1-11 Installation de tube à vortex et résonance de l'oscillation de précession [102]
- figure 2-1 distorsion du temps due au fractionnement
 figure 2-2 Pulsation complexe
 figure 2-3 Stabilité des oscillations en masse
 figure 2-4 Caractéristiques E-Q d'une pompe et d'un consommateur
 figure 2-5 Stabilité d'un système de pompage
 figure 2-6 Auto-oscillations d'une vanne sphérique [54]
 figure 2-7 tronçon de conduite uniforme
 figure 2-8 Propagations directe et inverse
 figure 2-9 Puissance acoustique globale
 figure 2-10 Terminaison sans réflexion
- figure 3-1 Position des capteurs de pression
 figure 3-2 Caractéristique ψ - ϕ avec parcours d'exploration des fluctuations de pression
- figure 4-1 Périodogramme en ondelettes [7]
 figure 4-2 Oscillogramme: fluctuations de pression et de couple à charge partielle
 figure 4-2b Diagramme en cascade: parcours à Ψ_{ref} du fonctionnement d'une turbine Francis lente
 figure 4-2t Diagramme résumé: fluctuations de pression au capteur "cône amont" en fonction du débit
 figure 4-3 Observations de torches à différents régimes de fonctionnement de turbines Francis
 figure 4-4 Instrumentation du modèle $v = 0.515$

- figure 4-5 Influence de la vitesse spécifique v à charge partielle
- figure 4-6 Influences de ϕ , de ψ et de σ sur la fréquence de précession à charge partielle
- figure 4-7 Assemblage vectoriel des oscillations de pression à charge partielle
- figure 4-8 Assemblage temporel des oscillations de pression à charge partielle
- figure 4-9 Oscillation de 80 % de charge
- figure 4-10 Résonance de charge partielle dans un tube à vortex et dans un modèle réduit de turbine
- figure 4-11 Diagramme synoptique des fréquences et amplitudes remarquables
- figure 4-12 Aspirateur de turbine Francis (schématique) et capacité réduite de torche
- figure 4-13 Distribution de vitesses à forte charge sous la roue, avec et sans torche
- figure 4-14 Diagramme en cascade: oscillations libres en paroi de l'aspirateur à forte charge
- figure 4-15 paramètres dynamiques du système
- figure 4-16 Représentation schématique de la capacité de torche dans le plan Énergie-Débit
- figure 4-17 Estimation de la célérité d'onde
- figure 4-18 Analyse intensimétrique
- figure 4-19 Amplitudes des fluctuations de pression et analyse intensimétrique de l'oscillation de 80 % de charge
- figure 4-20 Fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur et puissance acoustique globale
- figure 4-21 Influence de la chute d'essai sur les fluctuations de charge partielle
- figure 4-22 Influence de la chute d'essai sur les pulsations de forte charge
- figure 4-23 Influence de σ à charge partielle
- figure 4-24 Torches et fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur pour différentes vitesses spécifiques
- figure 4-25 Fluctuations de pression avec deux roues proposées pour une turbine de vitesse spécifique moyenne
- figure 4-26 Systèmes d'injection d'air [Dörfler]
- figure 4-27 Amplitude globale des fluctuations de pression en fonction du débit d'admission d'air
- figure 4-28 Aération à charge partielle
- figure 4-29 Aération à 80 % de charge
- figure 4-30 Aération à forte charge
- figure 4-31 Aspirateur Moody avec pilier central, aspirateurs coudés avec un faux arbre traversants
- figure 4-32 Fluctuations de pression, aspirateur Moody avec et sans pilier central
- figure 4-33 Fluctuations de pression, ogive tronquée et tube Snorkel en extension
- figure 4-34 Fluctuations de pression, avec et sans guideaux
- figure 4-35 Fluctuations de pression et distribution de vitesse méridienne, avant et après modification
- figure 4-36 Alternateurs synchrones à vitesse variable [93, 130]
- figure 5-1 Classification des fréquences et oscillations en paroi de l'aspirateur
- figure 5-2 Modèle de comportement d'un élément de circuit et modèle d'état d'un système dynamique

- figure 5-3 Schémas de transmission en quadripôle et en tripôle
- figure 5-4 Matrice de transmission du modèle PF4 (schématique)
- figure 5-5 Impédances de la représentation tripolaire du modèle PF4 (schématique)
- figure 5-6 Installation d'essais PF4 de l'IMHEF
- figure 5-7 Emplacements des capteurs dans l'aspirateur et la bêche spirale
- figure 5-8 Célérité d'onde dans la conduite du côté haute pression: mesure et calcul pour $S = 1320$ m/s
- figure 5-9 Vanne rotative et cycle d'excitation
- figure 5-10 Termes de la matrice simplifiée du modèle PF4
- figure 5-11 Matrice de transmission du modèle PF4
- figure 5-12 Matrice de transmission du modèle PF4, réduite à l'espace de la bêche spirale et de la roue
- figure 5-13 Impédances de la représentation tripolaire de la transmission du modèle PF4
- figure 5-14 Matrice de transmission du modèle PF4 avec pièces d'aspiration en plexiglas
- figure 5-15 Matrice de transmission du modèle PF4, basses fréquences
- figure 5-16 Fonctions de transfert entre les signaux de pression à basse fréquence
- figure 5-17 Amplitude de la réponse et fonction de transfert pour trois niveaux de puissance d'excitation
- figure 5-18 Comparaison des fluctuations de pression calculées et mesurées dans l'aspirateur du modèle PF4
- figure 5-19 Distribution des fluctuations de pression entre la roue et les aubes directrices
- figure 5-20 Déterminant de la matrice de transmission
- figure 5-21 Schéma de propagation en réseau maillé
- figure 5-22 Comparaison des impédances calculées et mesurées de la représentation tripolaire de la transmission
- figure 5-23 Amplitude des réponses à l'excitation externe et à l'excitation par la pompe
- figure 5-24 Estimation des sources de pression internes d'une pompe centrifuge $v = 0.144$ à diffuseur non aileté
-
- figure 7-1 Essais sur modèle réduit, Kootenay Canal, fluctuations de pression
- figure 7-2 Observations à $0.96 \psi_{ref}$, de la charge partielle à la forte charge et influence de σ à $0.724 \psi_{ref}$
- figure 7-3 Fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur et puissance acoustique globale
- figure 7-4 Installation de Kootenay Canal
- figure 7-5 Prédiction des fluctuations de pression
- figure 7-6 Calcul de régime libre à charge partielle
- figure 7-7 Calcul de régime libre à forte charge
- figure 7-8 Installation de Saucelle-Huebra avec domaine de fonctionnement et plage d'instabilité à forte charge
- figure 7-9 Fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur
- figure 7-10 Fluctuations de puissance au groupe 2
- figure 7-11 Pulsation de forte charge en paroi de l'aspirateur, ogive en cône tronqué et avec extension

- figure 7-12 Fluctuations de pression en paroi de l'aspirateur, avec deux configuration de la conduite d'alimentation
- figure 7-13 Galerie de fuite du groupe 2 et pulsation de forte charge avec trois configurations de la restitution
- figure 7-14 Capacité réduite de torche tirée des essais sur modèle réduit, avec deux configurations de la restitution
- figure 7-15 Schématisation des ouvrages d'adduction pour le calcul en impédances
- figure 7-16 Capacités critiques de torche du groupe 2
- figure 7-17 Mode d'oscillations de l'installation prototype à 1.68 Hz

EVALUATION SUR MODELE REDUIT ET PREDICTION
DE LA STABILITE DE FONCTIONNEMENT DES TURBINES FRANCIS

ANNEXE 6: CURRICULUM VITAE DE L'AUTEUR

NOM, Prénom	JACOB, Thierry		
Date de naissance	29 février 1960		
Origine	Grand-Saconnex GE		
Scolarité	1965	San Francisco	Ecole communale
	1966	Paris	Ecole primaire
	1967	Genève	Ecole primaire
	1972	New Haven/Chicago	Junior high school
	1973	Genève	Lycée de Ferney-Voltaire
	1978		Baccalauréat sciences
	1979	Lausanne	EPFL (CMS puis DME)
Activité professionnelle	1984		Diplôme d'ing. mécanicien
		Assistant Recherche et Enseignement à l'IMHEF-EPFL depuis février 1984.	
	Travail de recherche au sein du groupe CODY (Comportements dynamiques des machines et des installations) sur la caractérisation et la mise en évidence expérimentale de la génération et de la transmission de perturbations hydro-acoustiques par les turbomachines hydrauliques.		
Publications	De 1985 à 1992, 11 publications sur ce thème à l'Association Internationale de Recherches Hydrauliques et à la Société Hydrotechnique de France.		

