



HAL
open science

Modélisation des instabilités hydrodynamiques dans les moteurs-fusées hybrides

Jérôme Messineo

► **To cite this version:**

Jérôme Messineo. Modélisation des instabilités hydrodynamiques dans les moteurs-fusées hybrides. Modélisation et simulation. INSTITUT SUPERIEUR DE L'AERONAUTIQUE ET DE L'ESPACE (ISAE), 2016. Français. NNT : . tel-01455085

HAL Id: tel-01455085

<https://hal.science/tel-01455085>

Submitted on 3 Feb 2017

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

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

Université Fédérale



Toulouse Midi-Pyrénées

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace (ISAE)*

Présentée et soutenue le *26/10/2016* par :

Jérôme MESSINEO

**Modélisation des instabilités hydrodynamiques
dans les moteurs-fusées hybrides**

JURY

C. BAILLY
J. MAJDALANI
J. STEELANT
G. CASALIS
J. ANTHOINE
J. HIJLKEMA

Professeur - Ecole Centrale de Lyon
Professeur - Université de Auburn
Professeur - Faculté de KU Leuven
Professeur - ISAE SUPAERO
Ingénieur de recherche - ONERA
Ingénieur de recherche - ONERA

Président
Rapporteur
Rapporteur
Examinateur
Directeur de thèse
Co-Directeur de thèse

École doctorale et spécialité :

MEGEP : Énergétique et transferts

Unité de Recherche :

Equipe d'accueil ISAE-ONERA ED_yF

Directeurs de Thèse :

Jérôme ANTHOINE et Jouke HIJLKEMA

Encadrant :

Jean-Yves LESTRADE

LA RÉGION OCCITANIE
Pyrénées-Méditerranée

Remerciements

Après trois années passées en thèse et presque quatre au sein du Laboratoire de Propulsion, il est temps pour moi de remercier les personnes qui m'ont aidé et auprès desquelles j'ai beaucoup appris et suis devenu docteur. La réalisation d'une thèse n'est pas un long fleuve tranquille, il y a des périodes de doutes où on a l'impression de ne pas avancer et d'autres périodes où au contraire on est porté par les avancées et les résultats que l'on obtient. En ce qui me concerne, j'ai toujours cherché à prendre du plaisir dans mon travail et il faut avouer que cela n'a pas été très difficile vu le domaine passionnant qu'est la propulsion spatiale. C'est probablement l'une des clés qui m'ont permis de terminer avec succès ma thèse.

Je souhaite remercier en tout premier lieu mon directeur de thèse Jérôme Anthoine. Tu as fait preuve de beaucoup de pédagogie et m'as toujours accordé le temps nécessaire pour m'aider, me guider et me rassurer. Tes compétences scientifiques et ton expérience m'ont permis d'aller toujours plus loin tout en gardant un esprit critique sur mon travail, indispensable pour devenir un bon chercheur. Mes remerciements les plus sincères sont également adressés à Jouke Hijlkema, mon co-directeur de thèse. Tu m'as aidé un nombre incalculable de fois, que ce soit pour des questions liées à mes simulations numériques, au traitement du signal ou encore à des problématiques expérimentales ou théoriques. Nous avons également passé du temps ensemble sur des projets et des problématiques annexes à ma thèse, ce qui m'a donné une ouverture d'esprit certaine et indispensable. Ton soutien a été vital et je te dois beaucoup. Enfin je tiens à remercier Jean-Yves Lestrade qui m'a encadré durant ces quelques années et auprès de qui j'ai beaucoup progressé. Tes conseils et remarques ont toujours été pertinents et les nombreuses heures passées à travailler avec toi ont été un véritable plaisir et très enrichissantes sur les plans scientifique et personnel. Pour les multiples réunions que nous avons eu ensemble, les débats poussés et les progrès que j'ai fait, un grand merci à vous trois, j'espère avoir été un doctorant à la hauteur des talents scientifiques que vous êtes et ne peux qu'espérer vous égaler un jour en tant que chercheur.

Mes remerciements s'adressent également à l'ensemble des membres de mon jury de thèse, et en particulier à mes rapporteurs Joseph Majdalani et Johan Steelant. Merci pour vos lectures détaillées de mon manuscrit de thèse ainsi que pour vos rapports de grande qualité. Merci à Christophe Bailly pour sa participation à mon jury et pour son expertise dans l'évaluation de mon travail. Enfin un grand merci à Grégoire Casalis, pour son soutien et son suivi régulier lors de la réalisation de mes travaux de recherche ainsi que lors de ma soutenance.

Je tiens à remercier l'ensemble des personnels du DMAE avec qui j'ai eu l'occasion de travailler, et bien sûr en particulier à l'unité LP. Cette unité n'est pas simplement un ensemble de personnes, c'est une véritable équipe avec des gens très compétents dans leurs domaines respectifs, qui ont toujours été à l'écoute et disponibles lorsque j'en ai eu besoin et qui m'ont considéré dès mon arrivée comme un membre à part entière de l'équipe. Cela a été un grand plaisir de travailler avec vous dans une ambiance toujours chaleureuse, merci à vous tous, Pierre, Christophe, Patrick, Jean-Charles, Laurent et Laure. Merci à Michel, Gilles et Guy qui sont partis au cours de ma thèse pour profiter d'une retraite bien méritée. Merci à l'ensemble des doctorants et stagiaires que j'ai pu côtoyer durant ces dernières années. Je souhaite bon courage à la relève des doctorants du laboratoire formée par Quentin et Jean-Etienne. Bonne chance à Pierrick qui nous a également rejoint récemment.

Je remercie sincèrement tous mes amis qui m'ont soutenu tout au long de mon parcours, et plus particulièrement Hoaiphong et Jonathan pour leur aide et leur amitié qui comptent énormément pour moi. Merci à toute ma famille pour m'avoir encouragé et avoir toujours cru en moi, je pense en priorité à mes parents sans qui je ne serais jamais arrivé jusque là. Enfin je terminerai par remercier celle qui a été à mes côtés dans les moments joyeux comme les moins joyeux, qui partage ma vie depuis plusieurs années et qui est devenue mon épouse durant ma thèse, merci pour tout.

À Magalie,

À mes parents,

À mes grands-pères

Table des matières

Liste des figures	xii
Liste des tableaux	xiii
Nomenclature	xv
1 Introduction générale	1
1.1 Contexte de l'étude	1
1.2 Objectifs et démarche de la thèse	7
2 Etat de l'art	9
2.1 Modélisation et mesure de la vitesse de régression	9
2.1.1 Modélisation de la régression	10
2.1.2 Mesures de la vitesse de régression	11
2.2 Méthodes d'injection de l'oxydant	13
2.2.1 Injection classique	13
2.2.2 Moteurs à vortex	14
2.2.3 Injection catalytique	15
2.3 Description des instabilités	16
2.3.1 Instabilités à basses fréquences	16
2.3.2 Instabilités acoustiques	19
2.3.3 Instabilités hydrodynamiques	19
2.4 Modélisation et simulations numériques	19
2.4.1 Modèles 1D	19
2.4.2 Modèles 2D et 3D	21
3 Moyens et méthodes	25
3.1 Présentation du moteur HYCOM	25
3.1.1 Architecture du banc d'essai	25
3.1.2 Instrumentation	30
3.2 Présentation du code CEDRE	31
3.2.1 Généralités	31
3.2.2 Equations de base et modèles	33
3.3 Présentation des méthodes d'analyse et de traitement du signal	35
4 Analyse expérimentale des essais avec injection d'oxydant liquide	39
4.1 Présentation de la base de données	39
4.1.1 Conditions opératoires	39
4.1.2 Résultats des essais	42
4.2 Analyse des instabilités	45
4.2.1 Instabilités à basses fréquences	45
4.2.2 Instabilités à moyennes fréquences	45
4.3 Conclusion partielle	56

5	Analyse expérimentale et numérique d'un essai avec injection d'oxydant gazeux	57
5.1	Analyse expérimentale	58
5.1.1	Conditions opératoires	58
5.1.2	Résultats de l'essai	59
5.2	Analyse numérique	60
5.2.1	Modèles communs aux simulations 2D et 3D	60
5.2.2	Simulation 2D U-RANS	62
5.2.3	Simulation 3D MILES	69
5.3	Conclusion partielle	74
6	Modélisation des instabilités hydrodynamiques	75
6.1	Application des modèles existants sur l'essai de référence avec catalyseur	76
6.1.1	Modèle de Carmicino	76
6.1.2	Modèle de Rossiter	77
6.1.3	Récapitulatif des résultats issus des modèles de la littérature	79
6.2	Modélisation des instabilités - I	80
6.2.1	Elaboration et description du modèle (partie 1)	80
6.2.2	Récapitulatif du modèle (partie 1)	86
6.2.3	Elaboration et description du modèle (partie 2)	88
6.2.4	Récapitulatif du modèle (partie 2)	95
6.3	Application du modèle à d'autres essais	96
6.3.1	Essais avec injection d'oxydant liquide	96
6.3.2	Essais avec injection d'oxydant gazeux	101
6.3.3	Récapitulatif de l'analyse des instabilités durant les essais	107
6.4	Détermination numérique des paramètres β et k_{ross} du modèle	108
6.4.1	Description de la méthode de détermination des paramètres	108
6.4.2	Présentation des résultats et comparaison aux données expérimentales	109
6.5	Modélisation des instabilités - II	110
6.5.1	Elaboration et description du modèle (partie 3)	110
6.5.2	Elaboration et description du modèle (partie 4)	114
6.5.3	Elaboration et description du modèle (partie 5)	118
6.5.4	Récapitulatif du modèle final	119
6.6	Analyse expérimentale complémentaire de certains essais	120
6.6.1	Essais avec injection liquide	120
6.6.2	Essais avec injection gazeuse	121
6.7	Conclusion partielle	124
7	Analyse de moyens de réduction des instabilités hydrodynamiques	127
7.1	Injection dans la post-chambre	127
7.2	Injection swirlée	129
7.2.1	Analyse expérimentale	130
7.2.2	Analyse numérique	133
7.3	Conclusion partielle	139
8	Conclusions et perspectives	141
8.1	Conclusions	141
8.2	Perspectives	145
8.2.1	Perspectives générales	145
8.2.2	Mesures spectrométriques	146
A	Récapitulatif du modèle d'instabilités hydrodynamiques	151
	Bibliographie	153

Liste des figures

1.1	Architectures des moteurs chimiques.	2
1.2	Schéma de principe de la couche limite d'un moteur hybride.	3
1.3	Lignes de courant dans la pré-chambre et au début du bloc de combustible.	4
1.4	Spectrogrammes expérimentaux avec superposition de la fréquence de détachements tourbillonnaires.	4
1.5	Schéma de principe du moteur avec diaphragme dans la pré-chambre.	5
1.6	Spectrogramme expérimental de l'essai de référence.	5
1.7	Schéma de principe du moteur avec diaphragme dans le canal central.	6
2.1	Strioscopies de la couche limite d'un moteur hybride avec une flamme de diffusion.	10
2.2	Montage expérimental et résultats de mesures par rayons X.	12
2.3	Principe de fonctionnement des capteurs ultrasons.	12
2.4	Montage expérimental et résultats de mesures par ultrasons.	12
2.5	Images obtenues pour la détermination de la vitesse de régression.	13
2.6	Schéma et résultats du modèle de régression swirlée.	14
2.7	Schéma de principe du moteur à vortex.	14
2.8	Schéma de principe du montage Nammo.	15
2.9	Résultats d'un essai d'un moteur hybride subissant une instabilité issue du couplage avec le système d'injection.	17
2.10	Pressions d'essais réalisés avec différents types d'injecteurs.	17
2.11	Comparaison du modèle d'instabilités intrinsèques des moteurs hybrides avec la littérature.	18
2.12	Comparaisons de résultats expérimentaux avec le code DEPHY.	20
2.13	Schéma de principe du modèle utilisé pour les combustibles liquéfiables.	20
2.14	Comparaison de résultats expérimentaux avec le code HYDRES.	20
2.15	Schéma du montage AHRES.	22
2.16	Visualisation des iso-contours de température de la simulation du moteur AHRES.	23
3.1	Moteur HYCOM monté sur un banc d'essai.	26
3.2	Coupe Longitudinale du moteur HYCOM en configuration classique.	26
3.3	Fond d'injection et injecteur liquide utilisés dans le moteur HYCOM.	26
3.4	Pré-chambre et allumeur pyrotechnique du moteur HYCOM.	27
3.5	Chambre de combustion et bloc de combustible en polyéthylène du moteur HYCOM.	27
3.6	Post-chambre de combustion du moteur HYCOM.	28
3.7	Tuyère en carbone du moteur HYCOM.	28
3.8	Catalyseur et exemple de lit catalytique.	29
3.9	Panneau de pressurisation utilisé sur le banc HYCOM.	29
3.10	Schéma synoptique du banc d'essai HYCOM en configuration d'injection liquide.	30
3.11	Positionnement des capteurs sur le moteur HYCOM.	30
3.12	Schéma synoptique du banc d'essai HYCOM en configuration d'injection catalytique.	31
3.13	Schéma de principe de l'architecture de CEDRE.	32
3.14	Exemple de domaine de calcul partitionné pour le calcul parallèle.	32
3.15	Exemples de calculs de FFT sur un signal de pression sur la durée totale d'un essai hybride et à différents instants.	36
3.16	Application de la méthode basée sur la transformée de Hilbert sur un essai hybride.	37

4.1	Caisson d'essai à basse pression de l'ONERA.	40
4.2	Moteur HYCOM installé dans le caisson à vide.	40
4.3	Evolutions des performances et du rendement de combustion en fonction du rapport de mélange.	43
4.4	Evolutions instantanées d'essais avec injection liquide.	44
4.5	Comparaison des FFT des signaux de pression stationnaires des capteurs avants et arrières pour l'essai Hytelsat 15.	45
4.6	Comparaison du filtrage analogique et numérique.	46
4.7	FFT glissantes à différents instants.	46
4.8	Essais Hytelsat 06, 03 et 15	47
4.9	Essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14	48
4.10	Transformées de Hilbert.	49
4.11	Influence du flux massique d'oxydant sur la présence des oscillations de pression.	50
4.12	Influence du flux massique total sur la présence des oscillations de pression.	52
4.13	Influence de la vitesse sur la présence des oscillations de pression.	53
4.14	rms et transformées de Hilbert des essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14.	54
4.15	rms et transformées de Hilbert des essais Hytelsat 02 et Hytelsat 03.	55
4.16	rms et transformées de Hilbert des essais Hytelsat 10 et Hytelsat 15.	55
4.17	rms et transformée de Hilbert de l'essai Hytelsat 04.	56
5.1	Coupe longitudinale du moteur HYCOM en configuration catalyseur.	58
5.2	Injecteur gazeux à trous utilisé pour l'essai avec catalyseur.	58
5.3	Evolutions instantanées lors de l'essai Hytelsat 27.	59
5.4	FFT et transformée de Hilbert pour l'essai Hytelsat 27.	60
5.5	Géométrie réelle (gauche) et 2D axisymétrique (droite) de l'injecteur gazeux.	63
5.6	Schéma de principe du moteur pour les simulations 2D axisymétriques.	63
5.7	Géométrie du maillage.	64
5.8	Maillage structuré du calcul 2D.	65
5.9	Champs instantanés de la température et des fractions massique d'oxygène et d'éthylène.	66
5.10	Champ instantané de vitesse et lignes de courant.	66
5.11	Profils moyens de température et de vitesse axiale dans le canal central.	67
5.12	Champ instantané de vorticité.	67
5.13	Comparaison des FFT numérique et expérimentale des signaux de pression.	68
5.14	Champ instantané du critère Q.	68
5.15	Lignes de courant et champ de vitesse - calcul 3D.	69
5.16	Maillage structuré du calcul 3D.	70
5.17	Evolutions de la vitesse le long du canal central - calcul 3D.	71
5.18	Coupes des champs instantanés de fractions massiques d'éthylène et d'oxygène, et de la température dans le canal - calcul 3D.	71
5.19	Profils des fractions massiques d'ergols dans le canal - calcul 3D.	72
5.20	Iso-contours de critère Q ($Q = 5.10^6 \text{ rad}^2 \cdot \text{s}^2$), colorés par la température - calcul 3D.	72
5.21	FFT du signal de pression - calcul 3D.	73
5.22	Coupe du champ de fraction massique d'oxygène et iso-contours de critère Q.	73
6.1	Description schématique de la boucle de rétroaction.	77
6.2	Résultats de l'application du modèle préliminaire sur les essais Hyprogeo 05 (gauche) et Hytelsat 14 (droite).	83
6.3	Saut fréquentiel de l'essai Hyprogeo 05 avec des modes non consécutifs.	84
6.4	Influence du coefficient b sur l'évolution des fréquences.	86
6.5	Schéma global du modèle préliminaire.	87
6.6	Schéma de principe de l'effet de la zone de recirculation sur les vitesses.	89
6.7	Principe de la conservation du débit dans la post-chambre.	89
6.8	Application du modèle pour le cas $R_{eff}(t) = R(t)$ avec $m_{ross,t_1} = 2$ de l'essai Hytelsat 14.	90
6.9	Application du modèle pour le cas $R_{eff}(t) = R_{post-ch}$ avec $m_{ross,t_1} = 2$ de l'essai Hytelsat 14.	91
6.10	Résultats obtenus avec une évolution linéaire du coefficient $k_{ross}\beta$ et avec $m_{ross,t_1} = 4$	93

6.11	Influence du coefficient δ sur les évolutions fréquentielles.	93
6.12	Evolutions de la pression et des modes pendant l'essai Hytelsat 14.	95
6.13	Schéma global du modèle intermédiaire.	96
6.14	Résultats de l'essai Hytelsat 02.	97
6.15	Résultats de l'essai Hytelsat 04.	97
6.16	Résultats de l'essai Hytelsat 03.	98
6.17	Transformées de Hilbert sur les essais Hytelsat 05 et 08.	99
6.18	Résultats des essais Hytelsat 10 et 15.	99
6.19	Transformée de Hilbert sur l'essai Hytelsat 12.	100
6.20	Schéma de principe de l'excédant de combustible à la fin du canal dans certains essais.	100
6.21	Injecteurs utilisés pour les nouveaux essais catalytiques.	101
6.22	Résultats de l'essai Hytelsat 27.	102
6.23	Transformées de Hilbert sur les essais Hycat 05 et 06.	103
6.24	Résultats de l'essai Hycat 07.	103
6.25	Résultats des essais Hycat 08 et 09.	104
6.26	Influence du flux massique total sur la présence des oscillations de pression.	105
6.27	Influence de la vitesse sur la présence des oscillations de pression.	106
6.28	rms et transformées de Hilbert de l'essai Hycat 07.	106
6.29	rms et transformées de Hilbert des essais Hycat 08 et 09.	107
6.30	Lignes de courant et calcul de la zone de recirculation dans la post-chambre de la simulation 3.	109
6.31	Evolution de β en fonction de la position dans la post-chambre pour différentes simulations.	109
6.32	Evolution de $k_{ross}\beta$ en fonction de u .	110
6.33	Résultats de l'application du modèle avec interpolation numérique des coefficients k_{ross} et β pour les essais Hydrogeo 05 et Hytelsat 14.	112
6.34	Résultats du modèle avec la loi d'interpolation pour l'essai Hycat 07.	112
6.35	Résultats du modèle avec la loi d'interpolation pour les essais Hytelsat 02, 03, 04, 10, 15 et 27.	113
6.36	Résultats de l'application du modèle avec interpolation numérique des coefficients k_{ross} et β pour les essais Hycat 08 et 09.	114
6.37	Evolution de B en fonction de la pression pour les différents essais.	115
6.38	Application du modèle avec effet de pression sur les essais Hydrogeo 05, Hytelsat 14, Hycat 08 et 09.	116
6.39	Résultats du modèle avec la loi d'interpolation et l'effet de pression pour les essais Hytelsat 02, 03, 04, 10, 15 et 27.	117
6.40	Résultats du modèle avec la loi d'interpolation et l'effet de pression pour l'essai Hycat 07.	118
6.41	Résultats du modèle avec prise en compte de l'érosion lors de l'essai Hycat 06.	119
6.42	Schéma de principe de l'utilisation du modèle final.	120
6.43	FFT superposées au cours de l'essai Hytelsat 14.	120
6.44	FFT superposées au cours de l'essai Hytelsat 03.	122
6.45	FFT superposées au cours des essais Hycat 08 et 09.	123
7.1	Schéma de principe de l'injection dans la post-chambre.	128
7.2	Champs instantanés de fractions massiques d'oxygène et d'éthylène dans la configuration avec injection dans la post-chambre.	128
7.3	Champs instantanés de vorticité et de critère Q dans la configuration avec injection dans la post-chambre.	129
7.4	Résultats de l'essai Hytelsat 22.	130
7.5	Injecteur swirlé.	131
7.6	Comparaison des essais Hytelsat 27 et Hycat 03.	132
7.7	Comparaison des FFT des signaux de pression des essais Hytelsat 27 et Hycat 03.	133
7.8	Evolution du rms lors de l'essai Hycat 03.	133
7.9	Géométrie du maillage 3D.	134
7.10	Maillage du calcul 3D avec injection swirlée.	135
7.11	Lignes de courants des simulations 3D MILES.	136

7.12	Iso-contours instantanés de critère Q des simulations 3D MILES.	137
7.13	Evolution des composantes de vitesse le long du canal de combustible.	138
7.14	Profils des fractions massiques d'oxygène et d'éthylène des calculs 3D MILES.	138
8.1	Moteur HYCOM instrumenté avec un spectromètre.	146
8.2	Exemple de spectre et résultats obtenus lors des mesures spectrométriques de l'essai Hyprogeo 05.	147
8.3	Evolutions des débits de vapeur d'eau et de dioxyde de carbone pendant l'essai Hyprogeo 05.	148
8.4	Champs instantanés d'un calcul 3D MILES en sortie de tuyère.	149

Liste des tableaux

2.1	Résultats des essais Nammo en configuration axiale et swirlée.	15
4.1	Conditions initiales des essais avec injection d'oxydant liquide.	40
4.2	Résultats des essais avec injection d'oxydant liquide - mesures.	42
4.3	Résultats des essais avec injection d'oxydant liquide - performances et flux.	42
4.4	Résultats pour le calcul du flux massique total.	51
4.5	Erreur due à la méthode de calcul du diamètre à partir de la masse brûlée.	53
4.6	Gammes de fréquences et rms moyens des essais avec injection d'oxydant liquide.	54
5.1	Conditions initiales de l'essai avec injection d'oxydant gazeux.	59
5.2	Résultats de l'essai Hytelsat 27 - mesures.	59
5.3	Résultats de l'essai Hytelsat 27 - performances et flux.	59
5.4	Valeur des constantes pour le modèle de cinétique chimique.	61
5.5	Conditions aux limites et initiales des simulations 2D-axisymétriques.	63
5.6	Convergence en maillage.	64
6.1	Paramètres pour les calculs des différents modes avec $\alpha = 0$	82
6.2	Paramètres des différents calculs pour l'étude de l'influence des coefficients de la loi de régression.	86
6.3	Valeurs de δ pour l'obtention des résultats présentés sur la Figure 6.10.	93
6.4	Valeurs de f_{t_1} , m_{ross,t_1} , u_{vor,t_1} et δ utilisées pour l'accord entre le modèle et les résultats expérimentaux.	100
6.5	Conditions initiales des essais avec injection d'oxydant gazeux.	101
6.6	Résultats des essais avec injection d'oxydant gazeux - mesures.	102
6.7	Résultats des essais avec injection d'oxydant gazeux - performances et flux.	102
6.8	Valeurs de f_{t_1} , m_{ross,t_1} , u_{vor,t_1} et δ utilisées pour l'accord entre le modèle et les résultats expérimentaux avec injection gazeuse.	105
6.9	Récapitulatif des simulations effectuées pour le calcul des coefficients k_{ross} et β	108
6.10	Récapitulatif des résultats des simulations numériques pour la détermination des coefficients k_{ross} et β	110
6.11	Données utilisées pour l'application du modèle avec interpolation numérique des coefficients k_{ross} et β	111
6.12	Paramètres utilisés pour l'emploi du modèle avec influence de la pression.	115
7.1	Résultats de la simulation numérique avec injection dans la post-chambre.	128
7.2	Conditions initiales de l'essai Hycat 03.	131
7.3	Résultats de l'essai Hycat 03.	132
7.4	Conditions aux limites des calculs 3D MILES.	134
7.5	Pressions expérimentales et numériques des essais Hytelsat 27 et Hycat 03 et des simulations 3D MILES associées.	134
8.1	Conditions théoriques dans la section de sortie de la tuyère.	147

Nomenclature

Symboles latins

Nom	Description	Unité
a	Coefficient pour la loi de vitesse de régression	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
A	Coefficient d'Arrhenius (facteur pré-exponentiel)	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
b	Exposant pour la loi de vitesse de régression	—
B	Nombre de Spalding	—
c	Vitesse du son	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
C	Concentration molaire	$\text{mol} \cdot \text{m}^{-3}$
C_f, C_{f0}	Coefficients de frottement avec et sans soufflage	—
C_p	Capacité thermique à pression constante	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$
c_p	Capacité thermique massique à pression constante	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{kg}^{-1}$
c^*	Vitesse caractéristique	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$
\dot{c}	Taux de production molaire	$\text{mol} \cdot \text{s}^{-1}$
CFL	Nombre de Courant	—
D	Diamètre	m
\mathcal{D}	Diffusivité massique	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
E_a	Energie d'activation	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1}$
f	Fréquence	Hz
F	Poussée	N
g_0	Accélération de la pesanteur au niveau du sol	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$
h	Enthalpie massique	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$
I_{sp}	Impulsion spécifique	s
k	Energie cinétique turbulente	$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$
k_d	Taux de réaction direct	$\text{mol} \cdot \text{s}^{-1}$
k_i	Taux de réaction indirect	$\text{mol} \cdot \text{s}^{-1}$
k_{ross}	Coefficient de proportionalité entre vitesses	—
l_{tuy}	Longueur de tuyère	m
L	Longueur	m
Le	Nombre de Lewis	—
m	Masse	kg
\dot{m}	Débit massique	$\text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$
M	Nombre de Mach	—
\mathcal{M}	Masse molaire	$\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$
N	Nombre d'espèces chimiques	—
NR	Nombre de réactions chimiques	—
O/F	Rapport de mélange	—
P	Pression	Pa
Pr	Nombre de Prandtl	—
Q	Quantité de chaleur ou Critère Q	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1}$ ou $\text{rad}^2 \cdot \text{s}^{-2}$
r	Rapport constante des gaz parfaits/masse molaire	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
R	Constante des gaz parfaits	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
rms	Moyenne quadratique	—

S	Section	m^2
$ S ^2$	Dissipation	$rad^2 \cdot s^{-2}$
S_c	Nombre de Schmidt	—
S_r	Nombre de Strouhal	—
S_t, S_{t0}	Nombres de Stanton avec et sans soufflage	—
t	Temps	s
T	Température	K
u	Vitesse	$m \cdot s^{-1}$
V	Volume	m^3
v_{reg}	Vitesse de régression	$m \cdot s^{-1}$
x, y	Positions longitudinales et transversales	m
Y	Fraction massique	—

Symboles grecs

Nom	Description	Unité
β	Rapport entre vitesses effective et à la fin du canal	—
γ	Rapport des chaleurs spécifiques	—
δ	Coefficient empirique	—
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	—
ϵ	Emissivité	—
ε	Dissipation turbulente	$m^2 \cdot s^{-3}$
η	Rendement	—
λ	Conductivité thermique	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
λ_R	Coefficient pour le modèle radiatif	$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$
μ	Coefficient de viscosité dynamique	$Pa \cdot s$
ν	Coefficients stœchiométriques	—
ν_{ts}	Diffusivité thermique dans le solide	$m^2 \cdot s^{-1}$
ρ	Masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$
σ	Constante de Stefan-Boltzmann	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-2}$
τ_{ij}	Tenseur de viscosité	—
ψ	Fonction du coefficient γ	—
$\dot{\omega}$	Taux de production massique	$kg \cdot s^{-1}$
$ \Omega ^2$	Module de vorticité	$rad^2 \cdot s^{-2}$
Σ	Taux d'expansion de la tuyère	—

Indices

Nom	Description
0	Conditions initiales
1L	Mode longitudinnal 1L
av	Valeur moyenne
bloc	Bloc de combustible
ch	Conditions dans la chambre de combustion
c	Conditions au col de la tuyère
c	Combustion (rendement)
e	Conditions hors couche limite
eff	Section effective
f	Conditions finales
fl	Flamme

<i>fu</i>	Fuel
<i>g</i>	Gaz
<i>H</i>	Helmholtz
<i>ILFI</i>	Intrinsic low frequency instability
<i>k</i>	Numéro de réaction chimique
<i>l</i>	Liquide
<i>m</i>	Numéro d'espèce chimique
<i>ox</i>	Oxydant
<i>p</i>	Conditions à la paroi
<i>rad</i>	Radiatif
<i>rad, thick</i>	Radiatif avec modèle de flamme épaisse
<i>ross</i>	Rossiter
<i>s</i>	Solide
<i>st</i>	Stœchiométrie
<i>th</i>	Théorique
<i>tot</i>	Total (rendement)
<i>tuy</i>	Tuyère (rendement)
<i>vor</i>	Vortex
<i>VS, pre - ch</i>	Détachement tourbillonnaire dans la pré-chambre
<i>VS, post - ch</i>	Détachement tourbillonnaire dans la post-chambre
∞	Conditions à l'infini

Acronymes

Nom	Description
ACACIA	Module de calcul de la partie solide dans CEDRE
AHRES	Moteur hybride développé au DLR
ASTRE	Module de calcul du rayonnement dans CEDRE
CEDRE	Code de calcul CFD de l'ONERA
CFD	Computational Fluid Dynamics
CHARME	Module de calcul de l'écoulement réactif dans CEDRE
DEPHY	Code de calcul 1D de l'ONERA pour moteurs hybrides
EDO	Equation différentielle ordinaire
EDP	Equation aux dérivées partielles
FFT	Fast Fourier Transform
GMRES	Méthode de calcul des sous-itérations temporelles dans un calcul CFD
HYCARRE	Moteur hybride sans combustion de l'ONERA
HYCOM	Moteur hybride avec combustion de l'ONERA
HYDRES	Code de calcul 1D de l'ONERA pour moteurs hybrides avec combustibles liquéfiables
LES	Large Eddy Simulation
MILES	Monotonically Integrated LES
PAR	Pression issue d'un capteur à l'arrière du moteur
PAV	Pression issue d'un capteur à l'avant du moteur
PAVM	Pression instationnaire issue d'un capteur à l'avant du moteur
PAVM_NUM	Pression instationnaire (filtrée numériquement) issue d'un capteur à l'avant du moteur
RANS	Reynolds Average Navier-Stokes equations
RPA	Rocket Propulsion Analysis
SPARTE	Module de calcul de la partie diphasique dans CEDRE
STELVIO	Calculateur multi-processeurs de l'ONERA
TDLAS	Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy
U-RANS	Unsteady - RANS

Chapitre 1

Introduction générale

Ce chapitre a pour objectif de présenter le contexte dans lequel s'inscrit cette thèse ainsi que d'exposer l'objectif et la démarche.

Sommaire

1.1	Contexte de l'étude	1
1.2	Objectifs et démarche de la thèse	7

1.1 Contexte de l'étude

L'accès à l'espace est un enjeu majeur car il permet des avancées très importantes dans des domaines variés tels que l'exploration spatiale, la compréhension de l'atmosphère terrestre ou encore les télécommunications. Pour atteindre l'espace, il est nécessaire de s'arracher de l'attraction terrestre et d'atteindre une vitesse suffisamment élevée. Ceci est réalisable grâce aux moteurs-fusées dont le rôle est de fournir une poussée pour propulser les fusées et les satellites. En fonction du type de mission, ces moteurs doivent remplir des tâches spécifiques telles que fournir une poussée très importante, moduler cette même poussée ou encore disposer de durées de fonctionnement élevées. Afin de répondre à ces objectifs, la propulsion chimique est fréquemment employée. Celle-ci permet la conversion de l'énergie chimique des ergols utilisés en énergie cinétique.

Les performances d'un moteur-fusée sont évaluées à partir de deux grandeurs majeures que sont la vitesse caractéristique c^* et l'impulsion spécifique I_{sp} . La vitesse caractéristique est une mesure de l'énergie libérée par la combustion et est fonction de la température interne du moteur (eq. (1.1)). Elle est généralement de l'ordre de 1000 à 2500 m · s⁻¹ en fonction des moteurs.

$$c^* = \sqrt{\frac{\gamma T_{ch}}{\gamma} \left(\frac{\gamma + 1}{2}\right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} = \frac{P_{ch} S_c}{\dot{m}} \quad (1.1)$$

L'impulsion spécifique (eq. (1.2)) indique la durée pendant laquelle la consommation d'un kilogramme d'ergol produit une poussée égalant l'attraction terrestre g_0 , soit environ 9,81 N. A poussée égale, plus cette impulsion est grande et plus l'efficacité du propulseur est importante puisque le débit d'éjection et donc la consommation sont réduits. L'impulsion spécifique peut atteindre 470 s dans le vide pour des moteurs chimiques (O₂/H₂) mais peut être beaucoup plus importante pour des moteurs électriques, allant jusqu'à plusieurs milliers de secondes. A noter toutefois que la propulsion électrique ne peut fournir que de très faibles poussées, contrairement à la propulsion chimique. La vitesse caractéristique et l'impulsion spécifique dépendent du rapport de mélange, noté O/F, qui est le rapport entre le débit d'oxydant et celui de combustible.

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m} g_0} \quad (1.2)$$

On distingue enfin trois types de rendements afin d'évaluer l'efficacité des moteurs. Le rendement de combustion η_c est le rapport entre les vitesses caractéristiques réelles et théoriques, le rendement total η_{tot} est le rapport entre les impulsions spécifiques réelles et théoriques et le rendement de la tuyère η_{tuy} est le rapport entre le rendement total et le rendement de combustion.

Dans le domaine de la propulsion spatiale chimique il existe trois principaux types de moteurs que sont les moteurs solides, les moteurs bi-liquides et les moteurs hybrides (Figure 1.1).

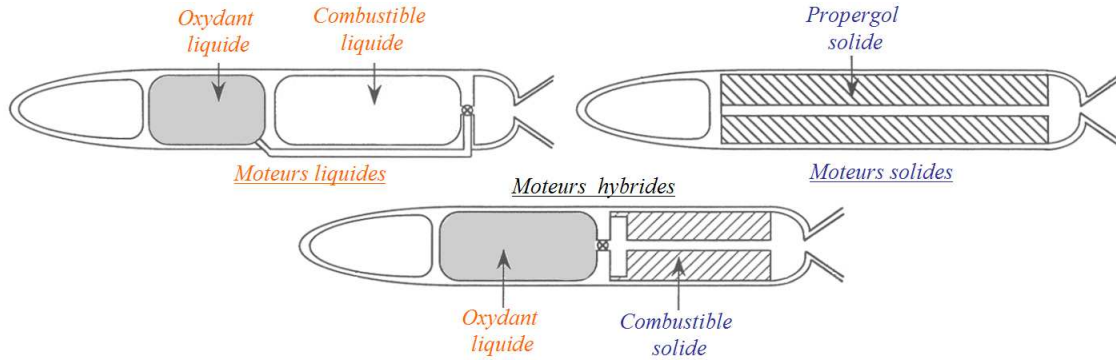


FIGURE 1.1 – Architectures des moteurs chimiques.

Les moteurs solides utilisent une matière active sous forme solide, appelée propergol, composée d'un mélange entre un oxydant et un combustible et qui constitue la chambre de combustion. Ces moteurs ont une architecture simple, fournissent de très fortes poussées mais ne permettent pas d'effectuer des extinctions et ré-allumages ni de la modulation de poussée. Ils souffrent également de faibles impulsions spécifiques.

A l'inverse de ceux-ci, les moteurs bi-liquides utilisent des ergols stockés séparément et sous forme liquide dans des réservoirs, et qui réagissent entre eux dans une chambre de combustion. Ces moteurs permettent des extinctions et ré-allumages ainsi que de la modulation de poussée et peuvent également bénéficier d'une impulsion spécifique très élevée. Leur architecture peut cependant être très complexe.

Enfin, les moteurs hybrides combinent les technologies issues des deux autres types de moteurs chimiques. En effet, ils utilisent des ergols dont l'un est stocké dans un réservoir sous forme liquide et l'autre sous forme solide directement dans la chambre de combustion. Le principe de séparation des ergols offre un certain nombre d'avantages comme la réalisation de multiples extinctions et ré-allumages ainsi que de la modulation de poussée. Les moteurs hybrides disposent de plus d'une impulsion spécifique théorique plus élevée que celle des moteurs solides et d'une architecture plus simple que les moteurs bi-liquides. Enfin les ergols utilisés sont inertes et stockés séparément, augmentant la sécurité de mise en œuvre par rapport aux moteurs solides.

La configuration classique de ces moteurs se base sur un oxydant liquide tel que le peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) ou le protoxyde d'azote (N_2O) auquel s'associe un combustible solide. Ces combustibles se classent dans deux catégories distinctes aux propriétés très différentes. La première catégorie concerne des combustibles généralement qualifiés de classiques, tels que le polyéthylène (PE) ou le polybutadiène hydroxytéléchélique (PBHT), qui se pyrolysent lors du fonctionnement du moteur et passent directement de l'état solide à l'état gazeux. L'autre catégorie concerne les combustibles liquéfiables tels que les paraffines ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$), qui passent de l'état solide à un état liquide avant de se vaporiser.

Que le combustible soit liquéfiable ou non, le fonctionnement d'un moteur hybride peut se décomposer en trois principales phases que sont l'allumage, le fonctionnement en régime établi avec la présence d'une flamme de diffusion et l'extinction.

1. La première phase de fonctionnement d'un moteur concerne l'allumage. Il s'agit de fournir des gaz réactifs à haute température pour déclencher l'apparition d'une flamme de diffusion et atteindre la phase de régime établi. On distingue deux types d'allumages, l'un utilisant une charge d'allumage pyrotechnique et l'autre un catalyseur.

- (a) Dans le cas de l'utilisation d'une charge pyrotechnique, celle-ci permet d'une part la vaporisation de l'oxydant liquide et la sublimation du combustible solide, et d'autre part l'apport de l'énergie nécessaire pour enclencher la réaction de combustion.
 - (b) L'autre type d'allumage consiste à utiliser un catalyseur en amont du moteur. L'injection d'oxydant liquide dans un catalyseur permet la décomposition de l'oxydant en gaz à haute température. Ces gaz chauds permettent alors la sublimation du combustible et l'initiation de la combustion.
2. Lors du fonctionnement en régime établi, une flamme de diffusion est présente dans la couche limite proche de la paroi du combustible (Figure 1.2). Cette flamme de diffusion est alimentée d'une part en oxydant via l'écoulement au centre de la chambre de combustion et d'autre part en combustible par la sublimation de celui-ci. Les transferts thermiques convectifs et radiatifs permettent la dégradation du combustible grâce à l'énergie apportée par la combustion. Il s'agit donc d'un phénomène auto-entretenu puisque la combustion fournit l'énergie nécessaire à la sublimation du combustible, qui permet alors à son tour l'alimentation de la combustion. Dans le cas d'une injection d'oxydant sous forme liquide, la combustion fournit également l'énergie nécessaire à sa vaporisation.
 3. La dernière phase de fonctionnement d'un moteur hybride concerne l'extinction. Celle-ci peut être provoquée par simple arrêt de l'injection d'oxydant ou encore par épuisement du combustible solide.

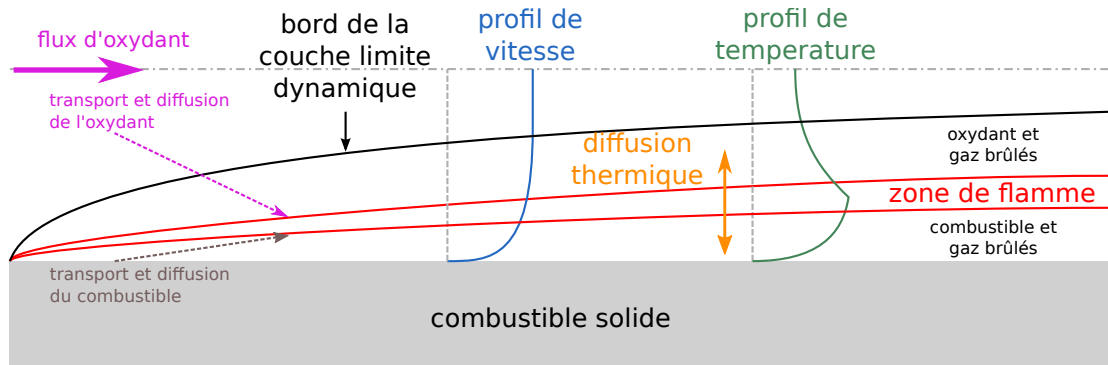


FIGURE 1.2 – Schéma de principe de la couche limite d'un moteur hybride [50].

L'un des paramètres majeurs caractérisant le fonctionnement d'un moteur hybride est la vitesse de régression du combustible solide. A la différence des moteurs à propergol solide, la vitesse de régression et donc la quantité de combustible dans un moteur hybride dépendent de l'apport énergétique de la combustion et du flux massique dans la chambre de combustion. La dépendance du débit de combustible envers le flux massique dans la chambre de combustion est l'une des grandes différences avec les autres types de moteurs à propulsion chimique puisque le rapport de mélange O/F n'est pas directement pilotable. Ceci constitue l'une des principales difficultés de la propulsion hybride.

Les moteurs hybrides présentent d'autres limitations parmi lesquelles on trouve les oscillations de pression, également présentes pour les autres types de moteurs, et les faibles rendements de combustion. Les oscillations de pression conduisent à des fluctuations de poussées qui peuvent endommager les pièces sensibles d'un satellite ou des éléments structuraux d'un engin spatial. De plus, malgré une impulsion spécifique théorique élevée (comparable à celle des moteurs bi-liquides), les faibles rendements de combustion vis-à-vis des autres types de propulsion ne rendent pas les moteurs hybrides compétitifs. Ces deux limitations ont fait l'objet d'études depuis plusieurs années.

En ce qui concerne les oscillations de pression, Carmicino [16] est l'un des premiers à avoir identifié l'importance des détachements tourbillonnaires dans la compréhension des instabilités des moteurs hybrides. Il a réalisé une étude expérimentale comprenant des essais de moteurs avec injection d'oxydant radiale ou axiale. Il a utilisé de l'oxygène gazeux en tant qu'oxydant, combiné à du PBHT ou du PEHD (polyéthylène à haute densité) pour le combustible.

Les essais réalisés avec l'injection axiale d'oxydant ont montré un comportement dit stable, c'est-à-dire ne subissant pas de fluctuations de pression d'une amplitude supérieure à 5 % de la valeur de la pression moyenne. En revanche, les essais avec injection radiale d'oxydant ont révélé un fonctionnement très instable avec des oscillations de pression pouvant aller jusqu'à 70 % de l'amplitude de la pression moyenne. Dans le cas de l'injection radiale, des oscillations de pression à faibles fréquences, c'est-à-dire entre 10 et 20 Hz, ont été observées. A ces faibles fréquences s'ajoutaient les instabilités des modes acoustiques longitudinaux. Carimicino a justifié les différences de comportement en terme de stabilité entre injection axiale et radiale par la formation périodique de structures tourbillonnaires au début du bloc de combustible dans le cas de l'injection radiale (Figure 1.3). Pour les deux configurations, l'injection d'oxydant se fait dans la zone définie par : $x = 0$ mm et $r \in [0, 3]$ mm. Dans le cas axial, les lignes de courant issues de la zone d'injection sont initialement parallèles à l'axe de symétrie du moteur et viennent se recoller à la paroi du combustible à la position $x = 135$ mm. Une grande zone de recirculation est alors présente au début du bloc de combustible, empêchant la formation périodique de tourbillons dans cette zone. Dans le cas radial, une pièce est installée dans la pré-chambre et proche de l'injection d'oxydant afin de dévier les lignes de courant et de générer une injection dans la direction radiale. L'écoulement dans la pré-chambre est alors complètement modifié et le début du bloc de combustible est assimilé à une marche montante. Des structures tourbillonnaires sont alors générées périodiquement et sont transportées en aval du moteur.

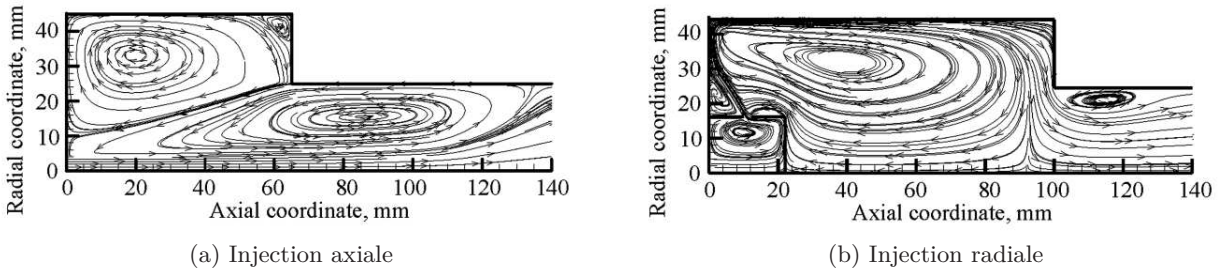


FIGURE 1.3 – Lignes de courant dans la pré-chambre et au début du bloc de combustible [16].

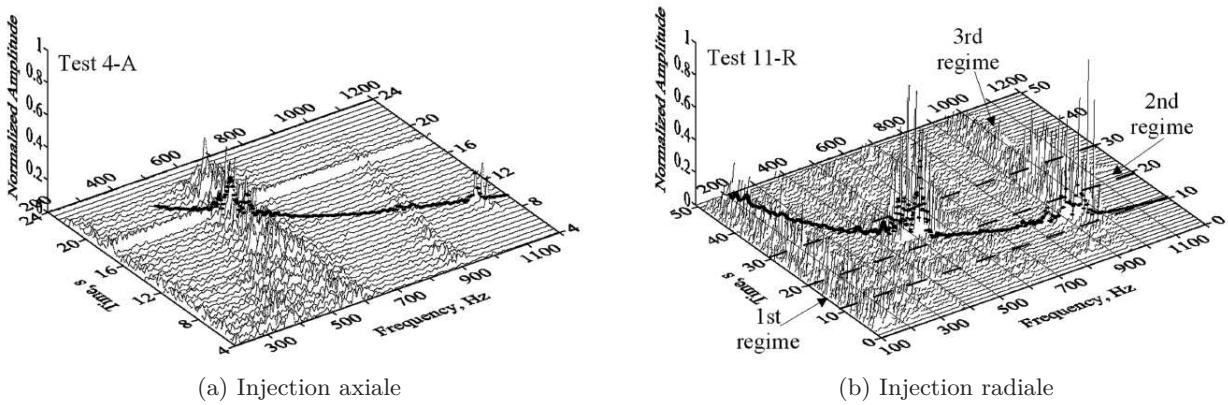


FIGURE 1.4 – Spectrogrammes expérimentaux avec superposition de la fréquence de détachement tourbillonnaire (courbe noire) [16].

Dans la configuration radiale, une nette augmentation de l'amplitude des instabilités a été observée à certains instants, ce qui n'est pas le cas pour l'injection axiale. Carimicino a montré que ces augmentations pouvaient être provoquées par le couplage entre modes acoustiques existants et détachements tourbillonnaires dans la post-chambre. Pour cela, il a estimé la fréquence des détachements tourbillonnaires grâce à une relation semi-empirique dépendant du nombre de Strouhal S_r , basé sur le diamètre du canal central :

$$f_{VS,post-ch} = \eta_c c_{th}^* \psi^2 S_r \frac{D_c^2}{D^3} \quad (1.3)$$

En considérant un nombre de Strouhal constant, il a déterminé l'évolution de la fréquence des détachements tourbillonnaires et superposé cette évolution avec les spectrogrammes expérimentaux dans les cas avec injection axiale et radiale (Figure 1.4).

Il a ainsi montré que lorsque la fréquence des détachements tourbillonnaires atteint des valeurs proches de celles des modes acoustiques, ceux-ci sont amplifiés dans le cas de l'injection radiale d'oxydant.

Malgré la bonne corrélation entre l'évolution de la fréquence de détachements tourbillonnaires et l'amplification des modes acoustiques, le modèle semi-empirique utilisé par Carmicino est basé sur un nombre de Strouhal a priori inconnu et supposé constant au cours de l'essai. L'amplification des instabilités, obtenues lors du troisième régime et aux alentours de 1000 Hz dans le cas de l'injection radiale, n'a de plus pas pu être expliquée.

Kim *et al.* [44] ont réalisé une étude expérimentale et numérique de l'effet des tourbillons générés dans la pré-chambre sur les tourbillons pré-existant dans le moteur. Le couple $GO_x/PMMA$ a été utilisé pour les essais et l'injection d'oxydant s'est faite via un injecteur axial. Un diaphragme a été ajouté dans la pré-chambre afin de générer des tourbillons à l'entrée du bloc de combustible et ainsi reproduire un écoulement gazeux proche de celui avec une injection radiale (Figure 1.5).

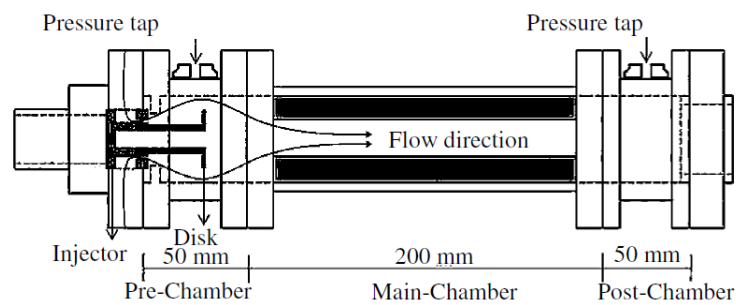


FIGURE 1.5 – Schéma de principe du moteur avec diaphragme dans la pré-chambre [44].

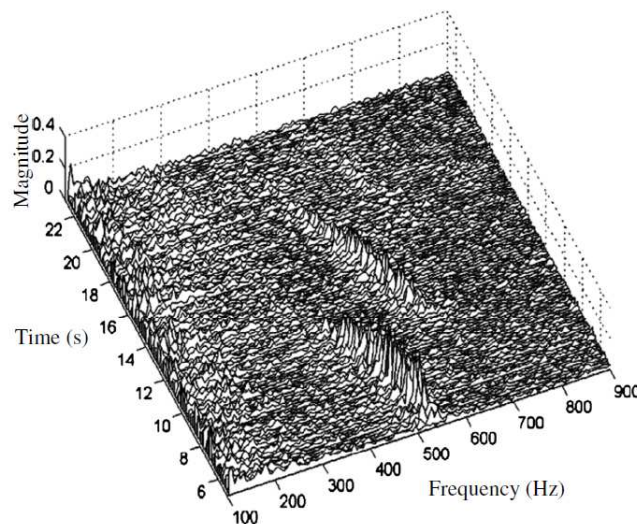


FIGURE 1.6 – Spectrogramme expérimental de l'essai de référence [44].

Kim *et al.* ont également réalisé un essai de référence sans introduire de diaphragme dans la pré-chambre. Le tir a conduit à des oscillations de pression caractérisées par trois fréquences particulières (Figure 1.6).

La première fréquence, comprise entre 480 et 520 Hz, a duré environ 4 s à partir de l'allumage du moteur. Les auteurs ont attribué cette fréquence à la formation de tourbillons au début du bloc de combustible, qui a ensuite disparu avec l'augmentation du diamètre du canal central due à la régression du bloc. La seconde fréquence dominante comprise entre 520 et 640 Hz est alors apparue et a duré environ 8 s. Cette seconde fréquence a été estimée avec la relation semi-empirique de Carmicino (eq. (1.3)) qui a donné un bon ordre de grandeur (600 Hz).

Les auteurs ont donc conclu que cette seconde fréquence a été provoquée par des détachements tourbillonnaires dans la post-chambre. Enfin, une troisième fréquence comprise entre 650 et 700 Hz et d'amplitude plus faible que les précédentes est apparue à l'instant auquel la seconde fréquence s'est dissipée. Cette dernière fréquence n'a pas pu être expliquée par les auteurs qui ont néanmoins remarqué que ces instabilités ont été présentes pendant tous les essais, avec ou sans l'utilisation de diaphragmes dans la pré-chambre.

L'étude expérimentale menée par Kim *et al.* a permis d'observer des instabilités ayant un comportement assez différent de celles observées par Carmicino [16] puisque les fréquences ont subi des diminutions et des sauts. Ces phénomènes ont été assimilés à des détachements tourbillonnaires dans les pré- et post-chambres.

Cependant, l'estimation de la fréquence de détachement tourbillonnaire dans la post-chambre est basée sur le modèle de Carmicino [16] et dépend d'un nombre de Strouhal à priori inconnu. De plus, les auteurs ont expliqué le passage du premier pic de fréquence au second par un changement de comportement hydrodynamique, passant d'un mode de détachement tourbillonnaire localisé dans la pré-chambre à un mode localisé dans la post-chambre. Il est cependant assez surprenant de constater que ces phénomènes semblent liés puisqu'à la disparition d'une première fréquence dominante correspond l'apparition d'une seconde. On peut se demander pourquoi ces deux comportements ne pourraient pas coexister comme cela était le cas dans l'étude avec injection radiale de Carmicino [16]. Enfin les auteurs n'ont donné aucune piste concernant le troisième pic. Celui-ci est apparu lorsque le second mode dominant a disparu, d'une manière similaire au passage de la première à la seconde fréquence.

Les analyses fréquentielles des essais avec injection radiale ne sont pas présentées par les auteurs. Ils ont principalement étudié le phénomène dit de DC-shift qui correspond à une augmentation ou diminution soudaine de la pression dans le moteur [56]. Kim *et al.* [44] ont donné une explication possible du DC-shift. Ils ont montré, à l'aide de simulations LES, que de petits tourbillons se formaient très proche de la paroi de combustible. Selon eux, la formation de tourbillons dans la pré-chambre provoquée par l'injection radiale pourrait altérer le comportement naturel proche de la paroi du combustible et la formation des petits tourbillons, et diminuer ainsi le flux thermique à la paroi. Cette diminution du flux thermique entraîne une diminution du débit de combustible et par conséquent une chute de pression dans le moteur.

En ce qui concerne les faibles rendements de combustion, Lazzarin *et al.* [10, 48] ont étudié expérimentalement et numériquement les effets de l'utilisation d'un diaphragme dans le canal central de la chambre de combustion. Ils ont réalisé des essais et des simulations RANS d'un moteur équipé d'un diaphragme situé dans la chambre de combustion (Figure 1.7) et ont montré que ce type de système pouvait augmenter le rendement de combustion de 85 % à 98 %. Le moteur qu'ils ont utilisé est cependant de petites dimensions puisque le diamètre extérieur du canal central est de 36.6 mm pour une longueur d'environ 160 mm. Ils ont donc effectué d'autres simulations et essais sur un moteur aux dimensions plus importantes : 57 mm de diamètre du canal central pour 230 mm de longueur, et ont confirmé l'effet bénéfique d'un diaphragme pour un moteur de dimensions supérieures. Le diaphragme a permis d'augmenter la turbulence et le mélange des ergols et donc le rendement de combustion.

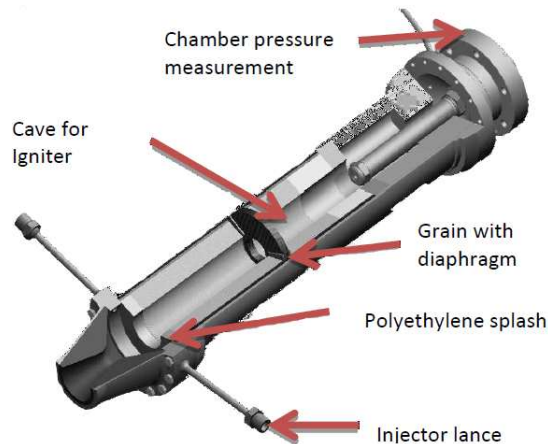


FIGURE 1.7 – Schéma de principe du moteur avec diaphragme dans le canal central [10, 48].

L'autre stratégie étudiée a été l'utilisation d'une injection d'oxydant (N_2O) swirlée. Les essais et les simulations réalisés ont permis de montrer une augmentation du rendement de combustion jusqu'à 92 %, toujours grâce à l'augmentation du mélange entre les ergols et à une combustion plus complète.

Lazzarin *et al.* [48] ont également observé expérimentalement une diminution des niveaux d'instabilités, passant de 7 % à 4 % de la valeur de la pression moyenne, avec l'utilisation d'une injection d'oxydant swirlée.

Malgré une augmentation importante des rendements de combustion, l'utilisation d'un diaphragme dans le canal central d'un moteur hybride semble difficile pour des essais d'une durée importante du fait des conditions de températures et de flux thermiques élevés. De plus, le bloc de combustible régresse au cours du temps modifiant la géométrie de la chambre de combustion et impliquant une variation de l'effet du diaphragme pendant un essai. L'injection swirlée a également amélioré les rendements de combustion et diminué l'amplitude des instabilités expérimentales observées. Cependant, les simulations numériques réalisées étant stationnaires, elles n'ont pas permis d'expliquer l'effet du swirl sur les instabilités obtenues expérimentalement.

Les études précédentes ont montré que le couplage entre modes acoustiques et hydrodynamiques pouvait conduire à de fortes amplifications des instabilités au sein d'un moteur hybride. Il a été mis en évidence que ce couplage pouvait apparaître lorsque la fréquence de détachements tourbillonnaires se rapprochait des valeurs des modes acoustiques. Il a également été observé que les modes hydrodynamiques provoqués par des détachements tourbillonnaires subissaient des glissements et des sauts fréquentiels. Néanmoins, seul un modèle semi-empirique a permis de restituer le comportement de ces instabilités en termes de glissements fréquentiels. Il est de plus à noter que celui-ci nécessite le réglage d'un nombre de Strouhal. Ce modèle ne permet pas non plus de justifier ni calculer certains sauts fréquentiels.

1.2 Objectifs et démarche de la thèse

Cette étude consiste à modéliser le comportement fréquentiel des instabilités hydrodynamiques internes d'un moteur-fusée hybride. L'objectif est d'une part de comprendre l'origine physique des glissements et des sauts fréquentiels, et d'autre part d'être capable de les calculer uniquement à partir des données expérimentales et sans avoir recours à un paramètre supplémentaire.

La démarche a d'abord consisté à analyser les essais avec injection d'oxydant liquide précédemment réalisés à l'ONERA, d'une part afin d'identifier d'éventuelles instabilités hydrodynamiques, déjà observées dans la littérature dans le cas d'une injection d'oxydant gazeuse, et d'autre part afin d'évaluer les rendements de combustion de ces essais. Lorsqu'elles étaient présentes, le comportement des instabilités hydrodynamiques a été étudié, notamment en termes de glissements et sauts fréquentiels. L'influence du flux massique et de la vitesse de l'écoulement sur les instabilités a été analysée, sachant qu'il s'agit de paramètres majeurs du fonctionnement des moteurs hybrides. Enfin, les rendements de combustion des essais ont été évalués [Chapitre 4].

La seconde étape a consisté à observer si ces instabilités hydrodynamiques apparaissaient également dans le cas d'une injection d'oxydant gazeuse, car beaucoup plus simple à simuler numériquement. Pour cela un essai de moteur avec injection gazeuse d'oxydant via un catalyseur a été réalisé. La présence d'instabilités hydrodynamiques a été mise en évidence et leur comportement a été étudié expérimentalement. Enfin, des simulations numériques stationnaires et monophasiques ont été réalisées et comparées à l'essai effectué avec injection gazeuse [Chapitre 5].¹

La démarche a ensuite consisté à développer un modèle d'instabilités hydrodynamiques afin de pouvoir estimer les glissements et les sauts fréquentiels observés expérimentalement et à appliquer ce modèle à des essais avec injection d'oxydant liquide et gazeuse. Pour cela, le glissement fréquentiel a d'abord été estimé à partir des modèles existants dans la littérature. En s'inspirant du modèle le plus pertinent, un modèle original, basé sur un paramètre physique, a été développé et appliqué aux essais disponibles dans la base de données de l'ONERA ainsi qu'à de nouveaux essais dédiés à la thèse.

1. Une partie de ce chapitre a fait l'objet d'un article dans le Journal of Propulsion and Power : « *Vortex shedding influence on hybrid rocket pressure oscillations and combustion efficiency* » [62].

Enfin, le paramètre physique introduit lors de ce développement a été caractérisé numériquement pour finalement aboutir à la version finale du modèle d'instabilités hydrodynamiques [Chapitre 6].²

La dernière étape de la thèse a visé à étudier numériquement et expérimentalement des moyens permettant de réduire les instabilités hydrodynamiques, tout en analysant l'effet de ces méthodes sur les rendements de combustion. Une première étude concernant une injection dans la post-chambre a d'abord fait l'objet de simulations numériques instationnaires et monophasiques. Enfin, une injection d'oxydant swirlée a été utilisée dans le cas d'essais avec un système catalytique. Ces essais ont ensuite été comparés à des simulations numériques dédiées, afin de comprendre les interactions entre injection swirlée et instabilités hydrodynamiques dans un moteur hybride [Chapitre 7].

2. Une partie de ce chapitre fait l'objet d'un article en cours de préparation dans l'AIAA Journal : « Hydrodynamic instabilities modeling in hybrid rocket engines ».

Chapitre 2

Etat de l'art

Ce chapitre a pour objectif de présenter l'état de l'art dans le domaine de la propulsion hybride et dans le cadre de cette thèse. La première partie est consacrée à la modélisation et à la mesure de la vitesse de régression des combustibles solides. Dans un second temps, les différents types d'injection d'oxydant et les instabilités des moteurs hybrides sont présentés. Enfin, un état de l'art dans le domaine des simulations numériques est exposé.

Sommaire

2.1	Modélisation et mesure de la vitesse de régression	9
2.1.1	Modélisation de la régression	10
2.1.2	Mesures de la vitesse de régression	11
2.2	Méthodes d'injection de l'oxydant	13
2.2.1	Injection classique	13
2.2.2	Moteurs à vortex	14
2.2.3	Injection catalytique	15
2.3	Description des instabilités	16
2.3.1	Instabilités à basses fréquences	16
2.3.2	Instabilités acoustiques	19
2.3.3	Instabilités hydrodynamiques	19
2.4	Modélisation et simulations numériques	19
2.4.1	Modèles 1D	19
2.4.2	Modèles 2D et 3D	21

2.1 Modélisation et mesure de la vitesse de régression

Le rapport de mélange O/F est le rapport des débits d'oxydant et de combustible dans une chambre de combustion. Il est un paramètre majeur pour l'évaluation des performances propulsives d'un moteur. Dans un moteur à propergol solide, le rapport de mélange est défini au préalable. Dans un moteur bi-liquide les débits d'oxydant et de combustible sont pilotés et les ergols brûlent dans un espace confiné. Dans ces deux cas, le rapport de mélange et donc les performances propulsives sont connus et contrôlés. Dans un moteur hybride, seul le débit d'oxydant peut être piloté. Le débit de combustible résulte du phénomène de dégradation du bloc solide lié à la flamme de diffusion et aux transferts thermiques dans la chambre de combustion, et n'est pas directement pilotable. Le rapport de mélange n'est donc pas directement contrôlé. Afin de prévoir l'évolution de ce rapport et les performances propulsives d'un moteur hybride, il est primordial de comprendre les mécanismes de régression des combustibles solides. Cette section se concentre sur la régression des combustibles classiques. Il existe également des modèles pour la régression des combustibles liquéfiables qui prennent en compte le film liquide qui se développe le long de la paroi du solide [50, 52].

2.1.1 Modélisation de la régression

Les strioscopies de Muzzy (Figure 2.1) ont permis la visualisation de la flamme de diffusion présente dans la couche limite turbulente d'un moteur hybride [66]. Elles ont été le support du développement des premiers modèles de régression par Marxman *et al.* [57, 58] dans les années 1960 (Figure 1.2). La flamme de diffusion d'un moteur hybride est localisée proche de la paroi du combustible et est alimentée en oxydant via le centre du canal et en combustible via la pyrolyse du bloc solide.

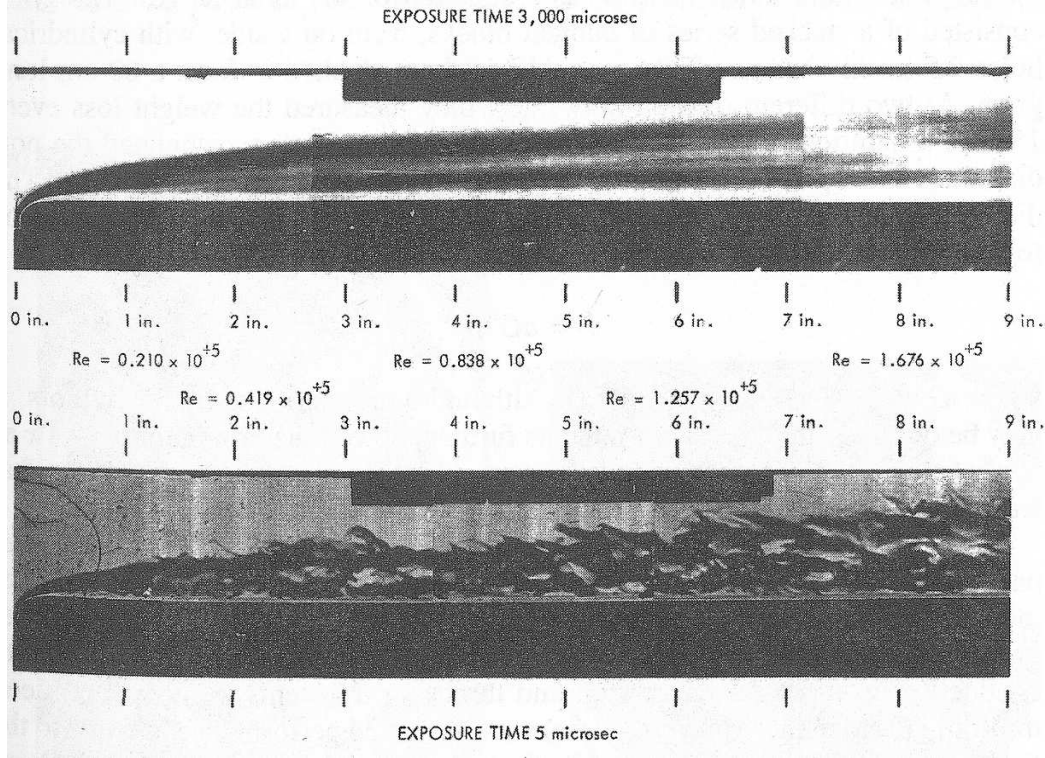


FIGURE 2.1 – Strioscopies de la couche limite d'un moteur hybride avec une flamme de diffusion [66].

La vitesse de régression peut s'exprimer sous la forme semi-empirique [6, 58] suivante :

$$v_{reg} = a(\rho u)^b \quad (2.1)$$

Le flux massique total (ρu) prend en compte le débit d'oxydant et le débit de combustible. Ce dernier est généralement nettement plus faible que le débit d'oxydant est parfois négligé, d'autant qu'il est difficile à mesurer expérimentalement. Cette simplification conduit à une autre expression pour la vitesse de régression :

$$v_{reg} = a(\rho u)_{ox}^b \quad (2.2)$$

Il existe d'autres types d'expressions de la vitesse de régression prenant notamment en compte les variations axiales le long du canal du bloc de combustible ou encore explicitant le terme de transfert radiatif [22]. La prise en compte de la position axiale peut conduire à des expressions de la forme suivante :

$$v_{reg} = a(\rho u)^b / x^m \quad (2.3)$$

avec x la position axiale et m une constante.

L'expression de la vitesse de régression donnée par Marxman (eq. (2.4)) est issue de l'application de la théorie d'une couche limite turbulente en combustion. Elle prend en compte les couches limites dynamique et de combustion et l'effet du soufflage qui réduit les transferts de chaleur. Les réactions de dégradation du combustible sont représentées à l'aide des chaleurs latentes de changement d'état et la contribution du rayonnement est ajoutée à la diffusion-convection. Le terme de rayonnement est généralement supposé faible lorsque les combustibles ne contiennent pas de particules métalliques.

$$v_{reg} = \frac{B}{\rho_s} \frac{C_{f0}}{2} \frac{S_t}{S_{t0}} (\rho u) + \frac{\sigma \epsilon_p (\epsilon_g T_{fl}^4 - \alpha_g T_p^4)}{\rho_s \Delta h} \quad (2.4)$$

avec B le nombre de Spalding.

Le nombre de Spalding est le rapport de la quantité de mouvement de l'écoulement pariétal dû au soufflage à celle de l'écoulement principal. Marxman fournit une expression énergétique de ce rapport :

$$B = \frac{\rho_s v_{reg}}{0.5 C_f \rho_e u_e} = \frac{h_{fl} - h_p}{\Delta h} \frac{u_e}{u_{fl}} \quad (2.5)$$

avec $h_{fl} - h_p$ la différence d'enthalpie entre la flamme et la paroi.

Cette loi associée au modèle de Marxman reste encore aujourd'hui couramment utilisée. De manière expérimentale, on cherche généralement à définir cette expression sous la forme empirique donnée par l'équation (2.2).

L'hypothèse classique de débit de combustible faible devant le débit d'oxydant conduit à l'équation (2.2) pour la vitesse de régression du combustible. Lorsque la position axiale n'est également pas prise en compte, l'évolution du diamètre du canal central est régie par la relation suivante :

$$\frac{dD}{dt} = 2v_{reg} = 2a (\rho u)_{ox}^b = 2a \left(\frac{4\dot{m}_{ox}}{\pi D^2} \right)^b \quad (2.6)$$

Sous l'hypothèse d'un débit d'oxydant constant, l'équation différentielle précédente peut s'intégrer [40], ce qui permet d'obtenir la loi d'évolution du diamètre du canal central :

$$D(t) = \left[D_0^{2b+1} + \frac{2^{2b+1} (2b+1) a}{\pi^b} \dot{m}_{ox}^b t \right]^{1/(2b+1)} \quad (2.7)$$

Il s'agit de la seule configuration pour laquelle une expression analytique explicite de l'évolution du diamètre en fonction du temps peut être donnée, bien qu'il soit nécessaire de connaître les coefficients a et b .

De telles lois de vitesses de régression sont utilisées pour obtenir des courbes d'évolution expérimentales semi-empiriques ou pour des codes de calculs 0D. Il existe également des modèles de pyrolyse sous la forme de lois d'Arrhenius, la vitesse de régression est alors fonction de la température de surface [23, 49] :

$$v_{reg} = A \exp(-E_a/RT_p) \quad (2.8)$$

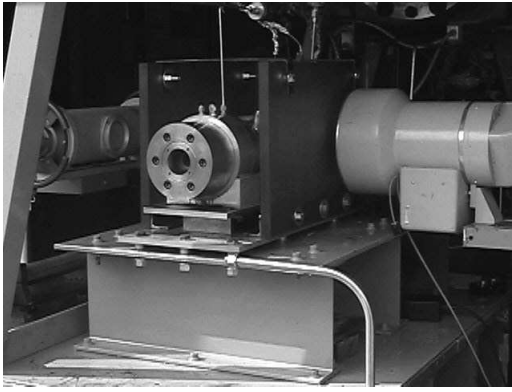
Les constantes A et E_a sont déterminées expérimentalement.

2.1.2 Mesures de la vitesse de régression

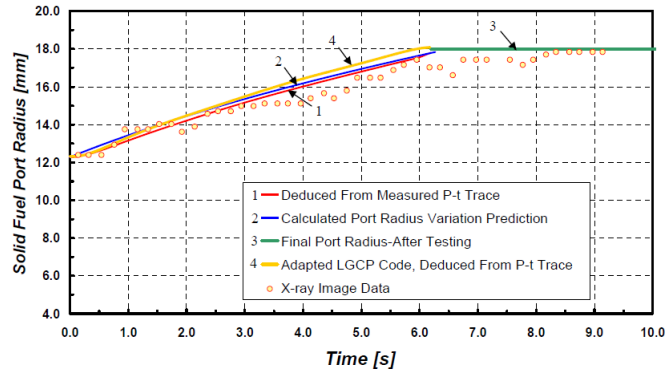
La vitesse de régression est mesurable expérimentalement via diverses techniques de mesures dont les plus courantes sont succinctement décrites ci-dessous.

Mesures par rayons X

Evans *et al.* [29] ont utilisé une technique de mesure par rayons X. Elle est basée sur l'analyse de l'atténuation des rayons X en fonction de l'épaisseur qu'ils traversent. C'est une méthode non intrusive qui permet, grâce à une radiographie en temps réel et un post-traitement assez complexe, d'obtenir l'épaisseur traversée par les rayons et donc la vitesse de régression instantanée, la précision dépendant de la taille du domaine étudié. Cette méthode reste néanmoins complexe à mettre en œuvre car l'intensité des rayons X nécessaire pour traverser la couche d'acier des chambres de combustion est très élevée (Figure 2.2).



(a) Dispositif expérimental



(b) Mesures obtenues par rayons X (diamètre canal)

FIGURE 2.2 – Montage expérimental et résultats de mesures par rayons X [29].

Mesures par ultrasons

Cette technique, également non intrusive, est basée sur la mesure du temps de parcours d'une onde sonore à travers une épaisseur de combustible (Figures 2.3 et 2.4). On peut donc calculer l'épaisseur instantanée du combustible ainsi que la vitesse de régression si la célérité du son dans le milieu est connue. Cette méthode de mesure est utilisée depuis plusieurs années pour les propulseurs solides et a été plus récemment utilisée pour des moteurs hybrides par Maisonneuve [55] ou Russo-Sorge *et al.* [84]. Carmicino et Russo-Sorge [18] ont également utilisé un montage avec capteurs à ultrasons pour étudier l'effet de l'injection sur la pyrolyse du combustible.

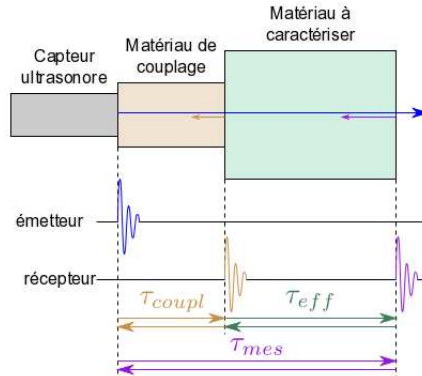
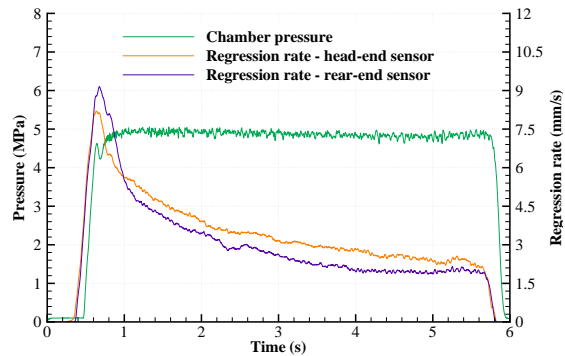


FIGURE 2.3 – Principe de fonctionnement des capteurs ultrasons.



(a) Dispositif expérimental

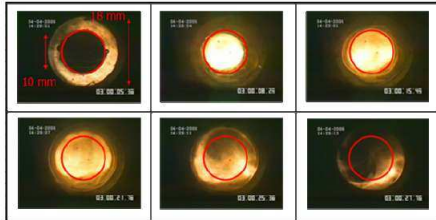


(b) Mesures obtenues par ultrasons (vitesse de régression)

FIGURE 2.4 – Montage expérimental et résultats de mesures par ultrasons [52].

Mesures par imagerie

Cette méthode de mesure résulte de l'utilisation d'une caméra et d'un traitement d'image pour détecter la position de l'interface solide/gaz au cours d'un essai (Figure 2.5). Cette mesure permet alors de calculer la vitesse de régression du combustible solide. Des conditions particulières de fonctionnement en termes de pression ou d'écoulement ainsi qu'un accès optique sont néanmoins requis pour pouvoir utiliser ce type de mesure. Cela rend ce moyen difficilement utilisable en l'état actuel pour une mesure de vitesse de régression dans les conditions réelles de fonctionnement d'un moteur hybride.



(a) Cas axisymétrique [15]



(b) Cas plan [20]

FIGURE 2.5 – Images obtenues pour la détermination de la vitesse de régression.

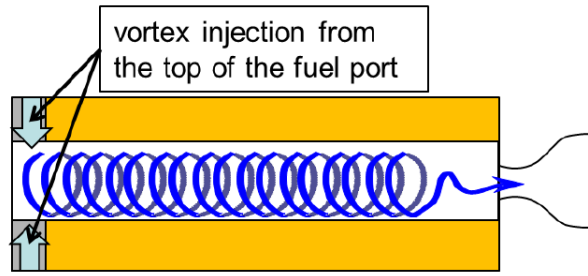
2.2 Méthodes d'injection de l'oxydant

2.2.1 Injection classique

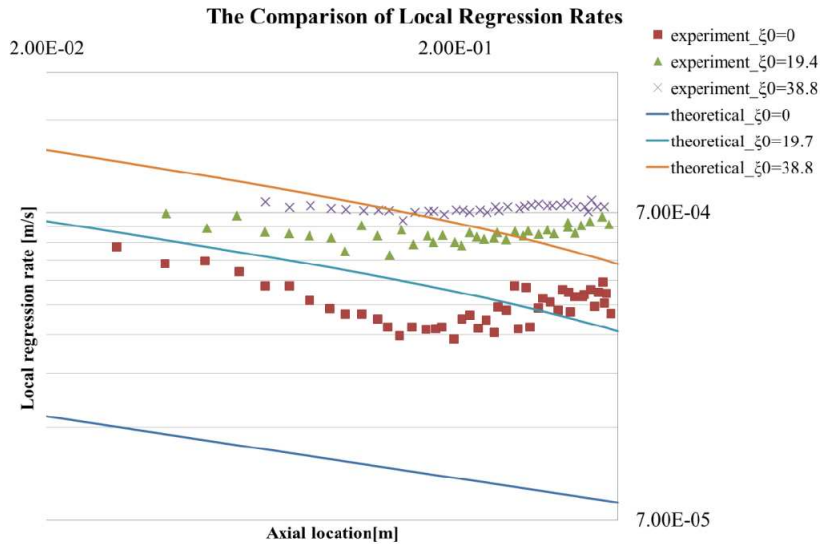
L'injection de l'oxydant joue un rôle important dans le comportement d'un moteur hybride. On distingue les injections d'oxydant sous forme gazeuse qui utilisent par exemple de l'oxygène gazeux (GO_x) et les injections d'oxydant liquide, via des injecteurs liquides. Dans le cas de l'injection liquide, l'injecteur permet l'atomisation de l'oxydant en fines gouttelettes qui vont ensuite se vaporiser dans la pré-chambre du moteur.

Boardman *et al.* [12], Carmicino et Russo-Sorge [17], et Pucci [71] ont détaillé les effets de différents types d'injection sur la vitesse de régression du combustible solide, ainsi que sur l'efficacité et les instabilités de combustion. Carmicino et Russo-Sorge ont testé des injecteurs axiaux et radiaux sur un moteur hybride PE/ GO_x . Ils ont montré qu'une injection axiale favorise la stabilité de la combustion et donne des vitesses de régression et des rendements de combustion plus élevés. Un injecteur radial favorise quant à lui une régression plus uniforme le long du bloc solide [17]. Pucci a conduit des expériences avec un moteur N_2O/PE pour étudier les effets des injections axiale, radiale et swirlée [71] sur la stabilité de combustion. Il a montré que l'injection axiale est plus stable pour le fonctionnement du moteur mais une injection swirlée d'une intensité suffisante procure une stabilité proche des injecteurs axiaux. Cette injection permet en outre d'augmenter de plus de 180 % la vitesse de régression du combustible solide.

Vu l'intérêt que présentent les injecteurs swirlés, des études théoriques sont menées pour prédire les vitesses de régression avec ce type de systèmes. Ozawa et Shimada ont récemment développé un modèle de régression de combustible basé sur une adaptation du modèle de Marxman et étendu à un écoulement tri-dimensionnel axisymétrique avec une injection swirlée [67]. Les résultats théoriques fournissent de bons ordres de grandeur par rapport aux résultats expérimentaux pour des swirls importants (Figure 2.6) mais restent assez éloignés pour des swirls faibles. Les auteurs fournissent cependant des pistes d'amélioration comme la prise en compte des transferts radiatifs ou les corrections du modèle de combustion dans une couche limite de Marxman.



(a) Schéma de principe



(b) Comparaison du modèle avec des mesures expérimentales

FIGURE 2.6 – Schéma et résultats du modèle de régression swirlée [67].

2.2.2 Moteurs à vortex

Certains moteurs utilisent un système d'injection complètement différent d'un injecteur classique. Knuth *et al.* [45, 46, 47] ont développé un moteur à vortex dans lequel l'injection d'oxydant gazeux est effectuée tangentielle et proche de la sortie de la chambre de combustion (Figure 2.7).

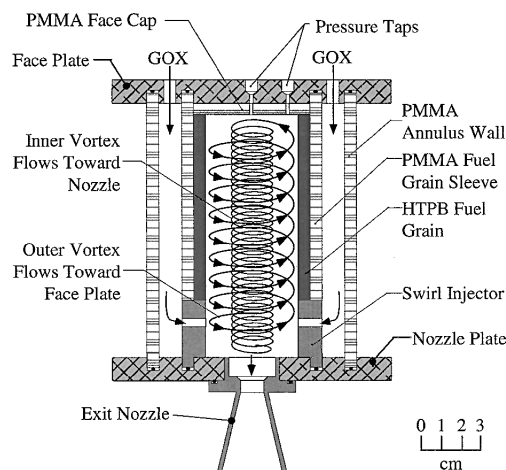


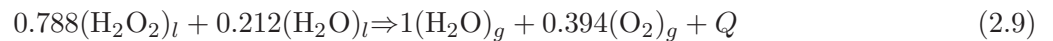
FIGURE 2.7 – Schéma de principe du moteur à vortex [45, 46, 47].

Ce type d'injection génère un écoulement en vortex qui remonte la chambre de combustion proche de la paroi de combustible puis se redirige vers la tuyère en passant par le centre de la chambre de combustion. Des essais réalisés avec de l'oxygène gazeux associé avec du PBHT et du PMMA ont montré une augmentation nette de la vitesse de régression jusqu'à un facteur 7.

Le rendement de combustion est par ailleurs très bon ce qui semble montrer que le temps de séjour des gaz réactifs est suffisant pour permettre une combustion presque complète. L'efficacité de ce type de solutions reste néanmoins à démontrer pour le cas d'un oxydant liquide où il risque de se développer un film liquide le long du bloc de combustible, ce qui diminuerait les transferts thermiques et massiques et par conséquent la vitesse de régression.

2.2.3 Injection catalytique

L'utilisation d'une injection catalytique consiste à remplacer l'injecteur d'oxydant liquide classique suivi d'une pré-chambre par un catalyseur. Cela a pour effet de décomposer et vaporiser l'oxydant ainsi que d'élever sa température d'injection dans le moteur. Ce type d'injection peut être employée avec divers oxydants susceptibles de se décomposer. Ronningen et Husdal [75, 76] travaillent par exemple depuis 2010 sur l'utilisation d'un catalyseur en tant que système d'injection. L'oxydant utilisé est le peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) concentré à 87.5 % en masse combiné à des combustibles classiques comme le PBHT ou le Therathane. Le peroxyde d'hydrogène peut se décomposer lors d'une réaction exothermique pour former du dioxygène gazeux et de la vapeur d'eau lorsque celui-ci est mis en contact avec un matériau catalyseur comme l'argent. La réaction de décomposition catalytique peut être mise sous cette forme :



avec Q la quantité de chaleur dégagée.

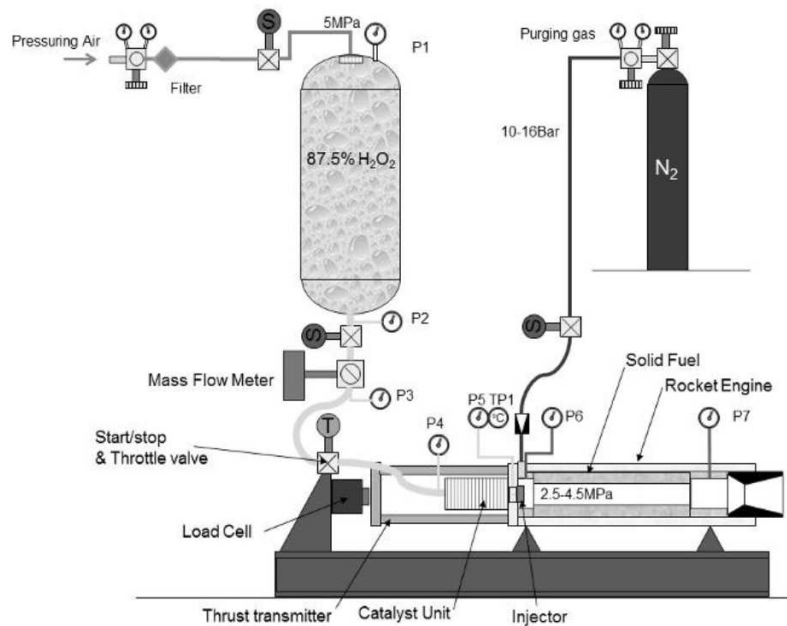


FIGURE 2.8 – Schéma de principe du montage Nammo [75, 76].

Pour la concentration standard (87.5 % en masse), la température de décomposition catalytique est typiquement de 930 K, des températures plus élevées peuvent être atteintes avec des concentrations supérieures. Le schéma du montage se trouve sur la Figure 2.8. Pour le couple H_2O_2 /PBHT deux configurations d'injection ont été testées : injection axiale ou swirlée et les résultats sont présentés dans le Tableau 2.1.

Paramètre	Axiale	Swirlée	Unité
Débit oxydant	0.30	0.30	$kg \cdot s^{-1}$
Rapport de mélange	5.50	2.90	-
Vitesse de régression moyenne	1.48	2.49	$mm \cdot s^{-1}$
Rendement de combustion	87	99	%

TABEAU 2.1 – Résultats des essais Nammo en configurations axiale et swirlée [75, 76].

L'utilisation du swirl a stabilisé la combustion dans le moteur et a augmenté la vitesse de régression conduisant ainsi à une diminution du rapport de mélange global. Le rendement de combustion a été nettement augmenté puisqu'il atteint la valeur de 99 % dans le cas avec swirl. Cependant le rapport de mélange stœchiométrique pour cette configuration est de l'ordre de 7 et ces essais sont donc assez loin d'une configuration optimale malgré les très bons rendements. Une campagne d'essais issue de la collaboration de Nammo et de l'ONERA a permis de confirmer que l'utilisation d'un catalyseur pouvait fournir de très bons rendements avec des rapports de mélange proches des valeurs stœchiométriques pour un moteur H_2O_2/PE avec une injection swirlée [51].

2.3 Description des instabilités

Les moteurs hybrides sont sujets à divers phénomènes transitoires et instationnaires. Certains de ces mécanismes sont inévitables comme les phases d'allumage et d'extinction, ou encore les variations dues à un changement de débit d'oxydant. Il existe cependant d'autres phénomènes instationnaires comme les fluctuations de pression dans la chambre de combustion des moteurs. Ces fluctuations de pression sont responsables de fluctuations de poussée qui peuvent être néfastes pour la structure d'un lanceur ou d'un satellite. Elles doivent être évitées ou au moins réduites. Les instabilités que subissent les moteurs hybrides sont définies comme les phénomènes d'oscillations de pression cohérentes d'une amplitude d'au moins 5 % de la valeur moyenne de la pression dans la chambre de combustion. Si l'amplitude est inférieure à 5 %, ces fluctuations de pression sont appelées simplement oscillations de pression [34, 39]. Par abus de langage dans ce manuscrit, on appellera instabilités toutes les oscillations de pression même si leurs amplitudes sont plus faibles que 5 % de la pression moyenne.

Les instabilités sont des phénomènes complexes mais essentiels à comprendre pour envisager l'utilisation des moteurs hybrides en tant que systèmes propulsifs de lanceurs ou de satellites. Contrairement aux moteurs à propulsion solide pour lesquels la vitesse de régression dépend principalement de la pression dans le moteur, la vitesse de régression d'un moteur hybride est peu influencée par la pression, ce qui en fait des systèmes moins sensibles aux instabilités que les moteurs solides. On distingue plusieurs types d'instabilités dans les moteurs hybrides, qui peuvent être provoquées par différentes origines : les instabilités dites « à basses fréquences », les instabilités acoustiques et les instabilités hydrodynamiques.

2.3.1 Instabilités à basses fréquences

Les instabilités à basses fréquences sont les plus communes lors du fonctionnement d'un moteur hybride. La pression dans la chambre oscille généralement à des fréquences ne dépassant pas 250 Hz et peut coïncider avec la fréquence des modes de Helmholtz donnée par la relation suivante [87] :

$$f_H = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\frac{\pi}{4V} \frac{D_c^2}{(l_{tuy} + 0.8D_c)}} \quad (2.10)$$

La variation du diamètre du canal central du moteur entraîne une variation du volume de la chambre et donc une variation de la fréquence de Helmholtz associée. De Zilwa *et al.* [87] ont utilisé cette variation de la fréquence de Helmholtz, qui dépend donc du diamètre du canal central, pour estimer la vitesse de régression du combustible.

Couplage avec le système d'injection

Les instabilités issues du couplage entre le système d'injection et la chambre de combustion des moteurs sont principalement observées pour des systèmes avec injection d'oxydant liquide. En effet, l'utilisation d'un oxydant gazeux se fait généralement via un col sonique, empêchant la remontée des ondes de pression dans les conduits d'injection. Lors de l'utilisation d'un injecteur liquide, le débit d'oxydant est fonction du gradient de pression entre la ligne d'injection avant l'injecteur et la chambre de combustion du moteur. Des fluctuations de pression dans le moteur, provoquées par exemple par la vaporisation de l'oxydant dans la pré-chambre, induisent une variation du gradient de pression au niveau de l'injecteur et par conséquent une modification du débit d'oxydant. Cette variation du débit d'oxydant entraîne alors à son tour une variation de pression dans le moteur, d'où le couplage du phénomène.

Ce type d'instabilités est généralement caractérisé par des oscillations de pression très régulières par rapport aux autres instabilités à basses fréquences, par un couplage et une dépendance du moteur avec le système d'injection, et par l'influence du temps de vaporisation de l'oxydant dans la pré-chambre. La Figure 2.9a présente l'évolution de la pression d'un moteur N_2O /paraffine subissant une instabilité de ce type. La pression fluctue de manière très régulière à une fréquence proche de 75 Hz et les variations d'amplitudes atteignent 50 à 60 % de la valeur moyenne (crête à crête). Les modes suivants, qui sont des multiples de la fréquence fondamentale, sont clairement identifiables sur la FFT du signal de pression (Figure 2.9b).

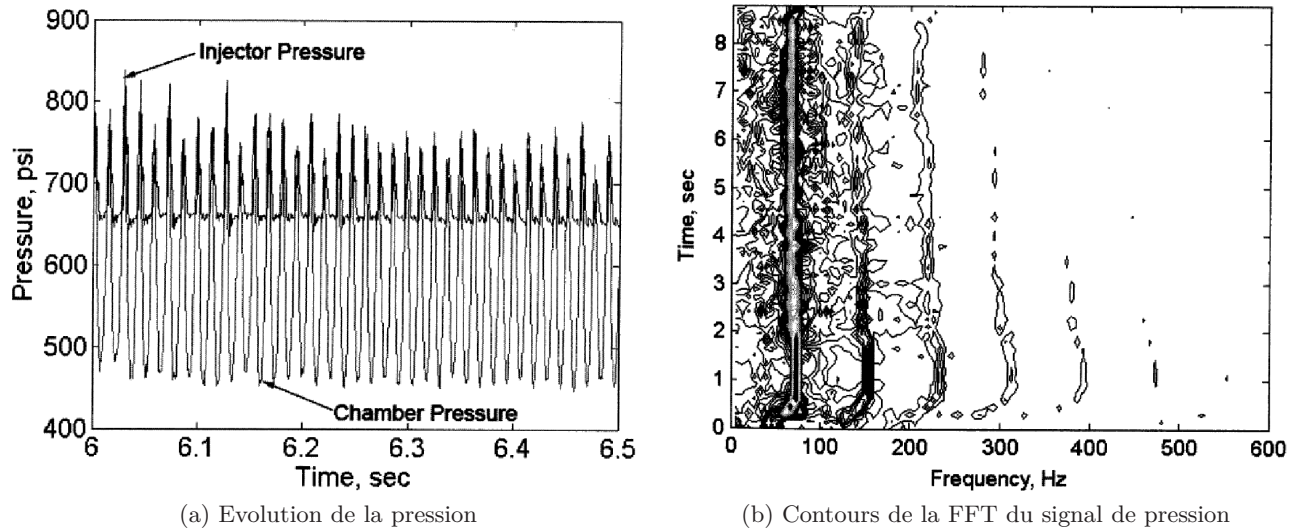


FIGURE 2.9 – Résultats d'un essai d'un moteur hybride subissant une instabilité issue du couplage avec le système d'injection [39].

Un paramètre important pour la compréhension de ce type d'instabilités est le temps de vaporisation des gouttes d'oxydant et donc l'injecteur utilisé. D'autres tests effectués sur la même configuration que celle présentée sur la Figure 2.9 mais avec des injecteurs produisant des tailles de gouttes différentes, ont permis de stabiliser grandement la combustion en réduisant le temps de vaporisation de l'oxydant [39]. Des essais réalisés à l'ONERA avec différents types d'injecteurs ont montré que l'utilisation d'injecteurs produisant de très fines gouttes permettait de stabiliser la combustion et la pression dans la chambre du moteur (Figure 2.10).

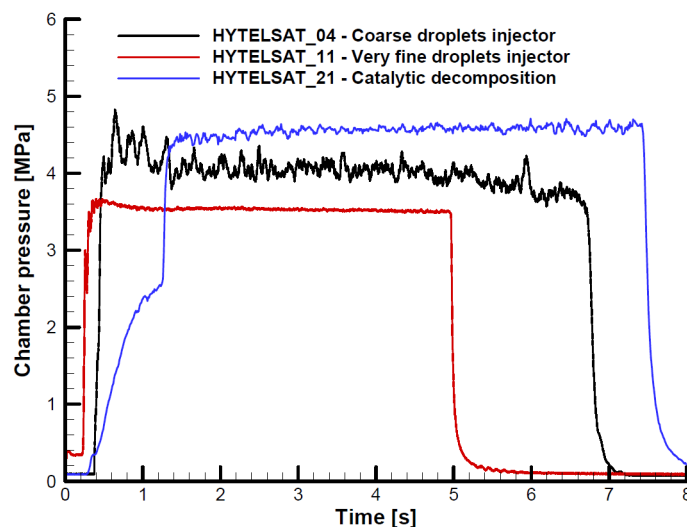


FIGURE 2.10 – Pressions d'essais réalisés avec différents types d'injecteurs [7].

De nombreuses études ont été réalisées sur ce type d'instabilités dans le cas des moteurs liquides. Le système d'injection étant similaire à celui des moteurs hybrides en ce qui concerne l'oxydant, il est possible que les analyses effectuées sur les moteurs liquides soient applicables aux moteurs hybrides avec injection d'oxydant liquide. Il serait nécessaire d'effectuer un travail bibliographique, qui n'a pas été réalisé dans le cadre de cette thèse, afin de comparer les instabilités liées au couplage avec le système d'injection pour les deux types de moteurs.

Chuffing

L'instabilité dite de « chuffing » apparaît pour de très faibles vitesses de régression et à de très faibles débits d'oxydant. Il s'agit de l'accumulation de combustible en fusion le long du bloc solide et de l'arrachement périodique de l'accrétion de combustible [39]. Cette instabilité engendre des fluctuations de pression avec des fréquences allant de 1 à 5 Hz et est peu étudiée du fait des conditions de fonctionnement rarement rencontrées et qui sont nécessaires pour l'apparition de ce phénomène.

Instabilités intrinsèques

Les instabilités intrinsèques aux moteurs hybrides sont de faibles fréquences car elles n'excèdent pas 50 Hz et sont observées dans de nombreuses configurations. Elles interviennent dans des cas avec injection d'oxydant liquide ou gazeux [12, 13, 34], avec des combustibles classiques ou liquéfiables [41] et pour diverses dimensions de moteurs et gammes de débits d'oxydant. Karabeyoglu *et al.* [42] ont développé un modèle semi-empirique fournissant une estimation de la fréquence de ces instabilités en fonction des conditions de fonctionnement : rapport de mélange, débit d'oxydant, température et pression moyennes et dimensions du moteur :

$$f_{ILFI} = 0.2341 \left(2 + \frac{1}{O/F} \right) \frac{4\dot{m}_{ox} (RT)_{av}}{\pi L_{fu} P_{ch} D^2} \quad (2.11)$$

Ce modèle a été validé sur environ 40 essais de la littérature (Figure 2.11) et s'applique à de nombreuses configurations de moteurs. Il est basé sur un couplage complexe entre transferts thermiques et régression du combustible solide, cinétique de combustion dans la couche limite turbulente et dynamique de la phase gazeuse.

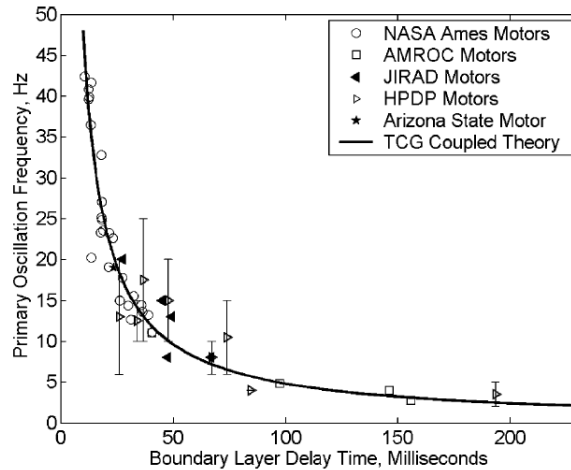


FIGURE 2.11 – Comparaison du modèle d'instabilités intrinsèques des moteurs hybrides avec la littérature [42].

Ce modèle linéaire ne permet cependant pas de prédire l'amplitude des oscillations de pression. Dans la réalité, des phénomènes non linéaires interviennent et jouent un rôle important sur l'amplitude des instabilités.

Karthikeyan et Shimada [43] ont récemment effectué une analyse numérique à partir du modèle proposé par Karabeyoglu *et al.* [42] et ont obtenu de bons résultats sur base de données issues de la littérature. Il reste cependant certaines modifications à apporter afin de prédire les zones susceptibles de subir ce type d'instabilités.

2.3.2 Instabilités acoustiques

Les instabilités acoustiques présentes dans les moteurs hybrides sont souvent reliées aux modes longitudinaux des chambres de combustion. La fréquence de ces instabilités varie entre 200 et 2500 Hz en fonction des moteurs et est généralement estimée à partir de la relation suivante [16, 43, 69] :

$$f_{1L} = \frac{c}{2L} = \frac{\sqrt{\gamma(RT)_{av}}}{2L} \quad (2.12)$$

Les instabilités dont les fréquences sont supérieures à 2500 Hz sont généralement provoquées par les modes acoustiques longitudinaux supérieurs ou par les modes transverses des chambres de combustion. Les instabilités acoustiques sont le plus souvent accompagnées des instabilités à basses fréquences et ont une amplitude plus faibles que ces dernières [39].

2.3.3 Instabilités hydrodynamiques

Les instabilités hydrodynamiques sont liées au comportement de l'écoulement au sein des moteurs hybrides. Le détachement tourbillonnaire dans des régions d'expansion rapide de la géométrie a été suggéré comme pouvant provoquer des fluctuations de pression dans les moteurs à des fréquences comprises entre 200 et 2000 Hz [32, 33, 37]. Carmicino [16] a identifié l'origine de fortes instabilités au cours d'un essai comme étant provoquées par un couplage entre les détachements tourbillonnaires dans la post-chambre de combustion et les modes acoustiques du moteur. Il a fourni une équation basée sur un nombre de Strouhal permettant d'estimer la fréquence des tourbillons (eq. (1.3)). Il a également proposé une relation similaire pour la fréquence de détachement tourbillonnaire pouvant apparaître dans la pré-chambre des moteurs et dans des configurations d'injecteurs radiaux :

$$f_{VS,pre-ch} = S_r \frac{4\dot{m}_{ox}(RT)_{ox}}{\pi DP_{ch}} \quad (2.13)$$

Pastrone *et al.* [68] ont récemment développé un modèle analytique pour l'interaction entre détachement tourbillonnaire et modes acoustiques dans la post-chambre. Les fréquences estimées dépendent du nombre de Strouhal mais le modèle permet de retrouver correctement la fréquence du mode principal et le glissement du second mode longitudinal.

2.4 Modélisation et simulations numériques

Les simulations numériques permettent de fournir des données du fonctionnement d'un moteur qui ne sont pas directement accessibles lors d'un tir sur banc d'essai. Cela est particulièrement vrai pour les chambres de combustion des moteurs fusées où les conditions de pression, de température et d'environnement oxydant extrêmes ne permettent pas une instrumentation poussée. On distingue deux types de simulations numériques : les codes 1D qui permettent de réaliser un grand nombre de calculs afin d'évaluer des tendances de fonctionnement et les simulations 2D ou 3D qui permettent d'étudier la physique interne des moteurs.

2.4.1 Modèles 1D

Il existe quelques codes monodimensionnels qui fournissent une estimation rapide du dimensionnement d'un moteur, ce qui peut être utile lors d'une phase d'analyse préliminaire. On peut citer les travaux de Simon [82] qui a développé le code DEPHY (DEveloppement de Propulseurs HYbrides) basé sur un couplage entre transferts de masse et d'énergie pour des combustibles classiques. DEPHY donne accès aux vitesses de regression, aux performances propulsives ainsi qu'aux données moyennes de l'écoulement à chaque instant de la simulation et pour chaque position axiale du canal central du moteur (Figure 2.12). Son fonctionnement est basé sur le traitement de l'écoulement à l'intérieur de la chambre de combustion à l'aide d'une méthode intégrale. La pyrolyse du combustible est modélisée grâce à la relation donnée par Lengellé *et al.* [49] sous la forme d'une expression de type Arrhenius et qui est adaptée aux données expérimentales collectées par les auteurs. L'analogie de Reynolds est utilisée pour caractériser la couche limite sous l'hypothèse de nombres de Prandtl et Lewis unitaires.

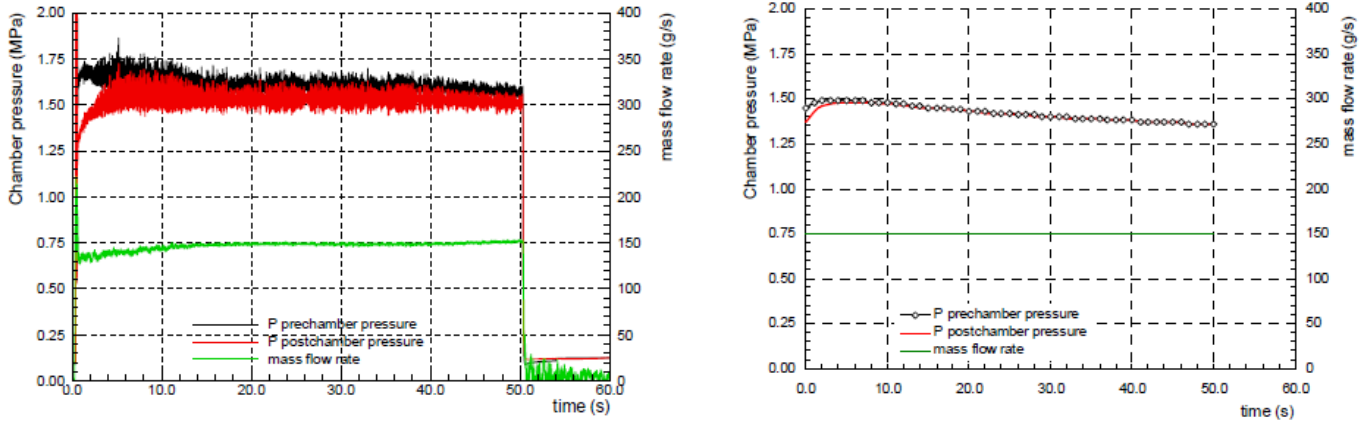


FIGURE 2.12 – Comparaisons de résultats expérimentaux avec le code DEPHY [70].

Bien que ce code soit rapide et facile à mettre en œuvre, il ne prend pas en compte les effets bi- ou tri-dimensionnels et les interactions complexes entre les phénomènes. La cinétique chimique n'est pas prise en compte et la géométrie réelle d'un moteur n'est pas représentée puisqu'il n'y a pas de pré-chambre ni de post-chambre et que la tuyère est uniquement modélisée par la présence d'un col sonique.

Dans le domaine des combustibles liquéfiables, Lestrade [50] a développé le code HYDRES (HYbrid Rocket Engine Simulation). Le code est basé sur le couplage des différents phénomènes rencontrés dans un propulseur hybride avec des combustibles liquéfiables : transferts de masse et d'énergie entre les différentes phases, atomisation et vaporisation du film liquide présent entre le solide et l'écoulement gazeux, modèle de cinétique chimique infiniment rapide et irréversible (Figures 2.13 et 2.14).

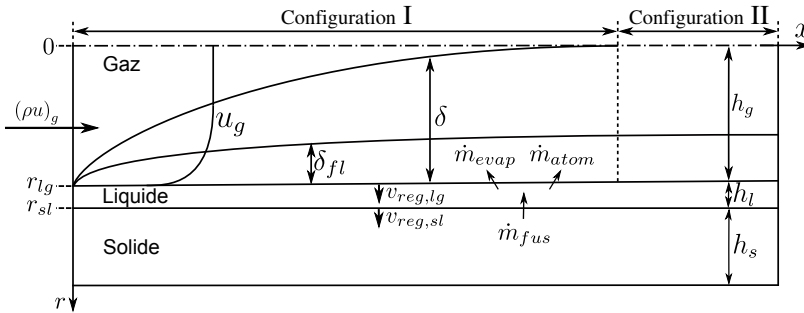


FIGURE 2.13 – Schéma de principe du modèle utilisé pour les combustibles liquéfiables [50].

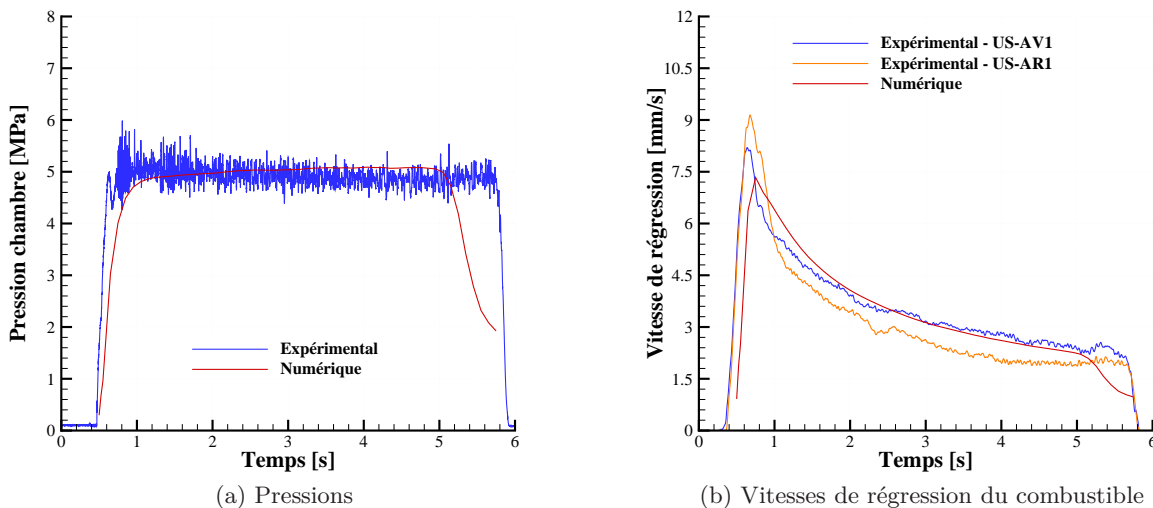


FIGURE 2.14 – Comparaison de résultats expérimentaux avec le code HYDRES [50].

Le code de calcul monodimensionnel résout les équations d'Euler dans l'écoulement gazeux à travers une méthode intégrale, d'une manière analogue au code DEPHY. HYDRES a été validé à travers une campagne d'essais réalisée sur les bancs HYCARRE (sans combustion) et HYCOM (avec combustion) de l'ONERA.

2.4.2 Modèles 2D et 3D

La vitesse de régression du combustible solide est le paramètre principal qui va influencer les choix de conception des moteurs hybrides. La compréhension et la représentation correcte de ce phénomène sont nécessaires et les modèles théoriques basés sur les développements de Marxman [57, 58] ne suffisent pas pour rendre compte des interactions complexes dans les chambres de combustion. Cheng *et al.* [21] ont développé un modèle Navier-Stokes tridimensionnel pour le calcul de l'écoulement d'un moteur hybride sous l'approche Reynolds Averaged (RANS). Leur modèle inclut la prise en compte des phénomènes diphasiques et les relations de fermeture $k - \varepsilon$ ont été utilisées pour la turbulence. La cinétique chimique a été prise en compte à travers un modèle à vitesse de réaction finie. En revanche la pyrolyse du combustible est basée sur des relations empiriques. La régression du combustible a été prise en compte sous la forme d'une loi d'Arrhenius par Sankaran et Merkle [78] et par Serin et Gogus [80]. Les transferts radiatifs sont inclus dans les simulations réalisées par Sankaran [78] et Gariani *et al.* [31]. La vitesse de régression étant très faible devant celle de l'écoulement, les calculs sont généralement effectués sur des géométries stationnaires.

Les équations qui gouvernent la physique d'un moteur hybride sont les équations de Naviers-Stokes couplées avec des équations de transport pour les espèces en combustion et pour les grandeurs turbulentes [77]. Le tenseur de viscosité est donné par :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \quad (2.14)$$

Enfin une équation d'état permet la fermeture du système. Les équations de transport des gaz en combustion contiennent des termes sources dûs à la production et la réduction d'espèces liées aux réactions chimiques. Le terme source de l'espèce m dû à la cinétique chimique s'exprime alors :

$$\dot{w}_m = \mathcal{M}_m \sum_{r=1}^{NR} (\dot{c}_m)_r \quad (2.15)$$

Si la réaction r se met sous la forme :



alors le taux de production s'écrit :

$$(\dot{c}_m)_r = (\nu''_{m,r} - \nu'_{m,r}) \left(k_r^d \prod_{n=1}^N C_n^{\nu'_{n,r}} - k_r^i \prod_{n=1}^N C_n^{\nu''_{n,r}} \right) \quad (2.17)$$

N et NR étant respectivement le nombre d'espèces chimiques et le nombre de réactions, $\nu'_{m,r}$ et $\nu''_{m,r}$ les coefficients stœchiométriques de l'espèce m , k_r^d et k_r^i les taux de réactions directs et indirects. Les taux k^d et k^i sont exprimés sous la forme de lois d'Arrhenius.

La prise en compte de la combustion se fait au travers de réactions chimiques simplifiées qui sont décrites par Westbrook et Dryer [85] pour divers combustibles. Les mécanismes réels faisant intervenir des centaines de réactions et d'espèces, il est généralement choisi de les simplifier par l'utilisation de quelques réactions (1 à 5) et des principales espèces chimiques.

La turbulence est généralement prise en compte à travers des modèles $k - \varepsilon$ ou $k - \omega$ [26, 38]. Le rayonnement est un facteur important pour la régression des combustibles solides et des travaux réalisés au Jet Propulsion Laboratory [24, 25] montrent que celui-ci peut avoir une contribution de 30 % concernant l'apport énergétique à la surface du combustible, particulièrement dans des configurations à débits d'oxydant faibles.

L'hypothèse des gaz optiquement minces est généralement adoptée et la flamme est considérée optiquement épaisse. Sous cette hypothèse, le flux radiatif peut s'exprimer grâce à l'approximation de diffusion [81] :

$$Q_{rad,thick} = -\lambda_R \frac{\partial T}{\partial y} \quad (2.18)$$

avec λ_R une fonction de la température et du milieu gazeux. Le rayonnement est souvent utilisé comme une variable d'ajustement qui permet de retrouver les valeurs de régression expérimentales de manière numérique.

La pyrolyse du combustible est exprimée sous la forme d'une loi d'Arrhenius (eq. (2.8)) suivant le travail de Cohen *et al.* [27] et Arisawa et Brill [8, 9], les coefficients d'Arrhenius étant donnés par plusieurs auteurs en fonction des différents paramètres. Cette expression ne fait pas intervenir la pression de manière explicite bien que celle-ci puisse avoir un effet non négligeable pour certaines configurations à faibles flux massiques d'oxydant [83]. Cette équation contient deux inconnues : la vitesse de régression et la température de surface du combustible. Une relation supplémentaire à l'interface solide-gaz est donc utilisée pour résoudre le système :

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial y} + Q_{rad} + \rho v h - \sum_{m=1}^N \rho \mathcal{D}_m \frac{\partial Y_i}{\partial y} h_m = -\lambda_s \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_s - \rho_s v_{reg} h_s \quad (2.19)$$

Cette équation traduit le bilan d'énergie à l'interface solide-gaz. Les termes de gauche concernent la partie gazeuse et représentent successivement les transferts par convection, par rayonnement, l'apport du soufflage de la paroi solide et l'apport d'énergie dû aux gradients d'espèces. La diffusion dans le solide et la perte d'énergie due à la pyrolyse sont dans le membre de droite. Le système (2.8) et (2.19) est fermé grâce à la résolution de l'équation de la chaleur dans la partie solide. En monodimensionnel et sous l'hypothèse d'un solide semi-infini, cette équation permet d'exprimer le profil de température dans le solide :

$$T(y) = T_\infty + (T_s - T_\infty) \exp(-v_{reg} y / \nu_{ts}) \quad (2.20)$$

En combinant ces équations, la température de surface du combustible solide ainsi que la vitesse de régression peuvent être déterminées. Le débit de soufflage ρv , condition aux limites pour les calculs numériques 2D/3D, est alors issu du bilan de masse à l'interface solide/gaz et peut se mettre sous la forme suivante :

$$\rho v = -\rho_s v_{reg} \quad (2.21)$$

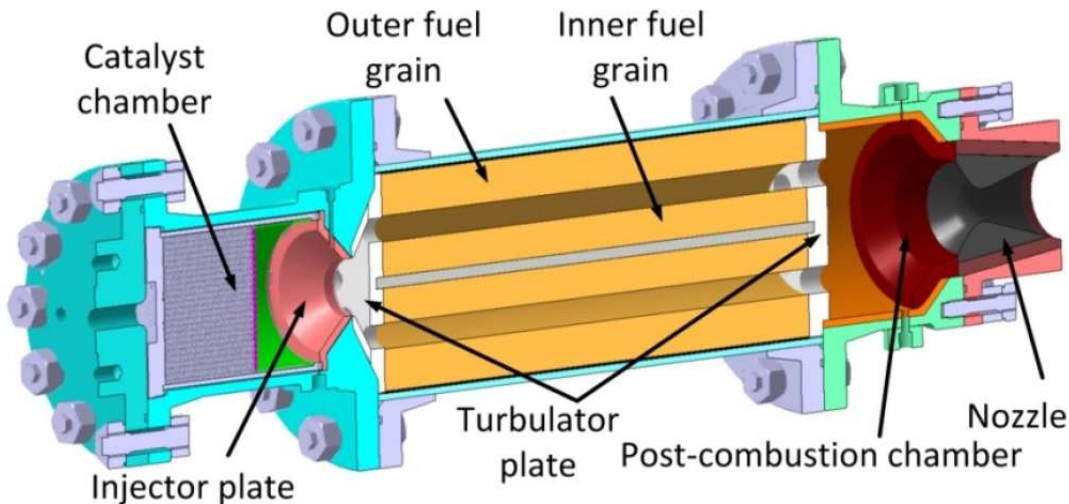


FIGURE 2.15 – Schéma du montage AHRES [59].

Les simulations numériques des moteurs hybrides sont aujourd'hui utilisées pour réfléchir à des moyens d'amélioration des performances. Lazzarin *et al.* [48] et Mon *et al.* [65] ont par exemple montré, via des simulations numériques validées par des essais, que l'utilisation de systèmes comme des diaphragmes ou des injections swirlées pouvaient améliorer nettement les rendements de combustion des moteurs. May et Bozic [59] ont récemment effectué une simulation 3D d'un moteur hybride avec une chambre de combustion comprise entre 2 blocs de combustible concentriques (Figures 2.15 et 2.16) afin d'améliorer les rendements de combustion du moteur AHRES. L'étude a montré de bons accords entre simulations numériques et essais expérimentaux et une analyse paramétrique de la géométrie des différents éléments du moteur reste à effectuer afin d'optimiser le rendement de combustion.

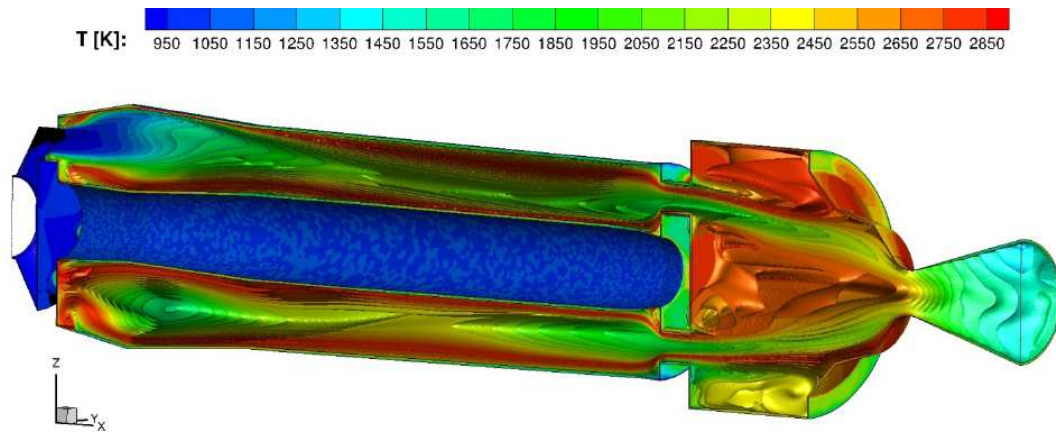


FIGURE 2.16 – Visualisation des iso-contours de température de la simulation du moteur AHRES [59].

Chapitre 3

Moyens et méthodes

Ce chapitre a pour objectif de présenter les moyens et méthodes utilisés pour la réalisation du travail de thèse. Le moteur HYCOM de l'ONERA qui a permis de réaliser les essais hybrides est d'abord décrit. Dans un second temps le code CFD CEDRE qui a été utilisé pour les simulations numériques est présenté. Enfin les méthodes de traitement du signal utilisées pour l'analyse des instabilités lors des essais sont détaillées.

Sommaire

3.1	Présentation du moteur HYCOM	25
3.1.1	Architecture du banc d'essai	25
3.1.2	Instrumentation	30
3.2	Présentation du code CEDRE	31
3.2.1	Généralités	31
3.2.2	Equations de base et modèles	33
3.3	Présentation des méthodes d'analyse et de traitement du signal	35

3.1 Présentation du moteur HYCOM

Le moteur HYCOM (HYbride avec COMbustion) (Figure 3.1) du Laboratoire de Propulsion a été développé et conçu dans le cadre de la thèse de Lestrade [50]. L'objectif de ce moyen expérimental est la réalisation d'essais d'un moteur hybride avec combustion. Initialement prévu pour la réalisation d'essais avec du protoxyde d'azote (N_2O) en tant qu'oxydant et des paraffines en tant que combustible, le moteur peut fonctionner avec d'autres couples oxydant/combustible usuellement rencontrés dans le domaine de la propulsion hybride. Le moteur a permis la validation du code HYDRES sur base d'essais de référence [50]. Les essais ayant fait l'objet d'une exploitation détaillée, ou réalisés explicitement pour les besoins de la présente thèse, sont basés sur deux configurations d'injection d'oxydant. La première utilise une injection d'oxydant liquide à l'aide d'un atomiseur tandis que la seconde configuration emploie un catalyseur pour réaliser une injection gazeuse.

3.1.1 Architecture du banc d'essai

L'architecture classique du moteur HYCOM est basée sur cinq sous-ensembles principaux (Figure 3.2).

1. *Fond d'injection composé d'un injecteur liquide.* L'injecteur liquide (Figure 3.3) permet l'atomisation de l'oxydant liquide provenant du réservoir d'oxydant via la ligne d'injection. Le débit d'injection est fonction du gradient de pression au niveau de l'injecteur, c'est à dire entre la pression du réservoir et la pression dans le moteur.
2. *Pré-chambre de combustion comprenant un allumeur pyrotechnique.* Le rôle de la pré-chambre est de disposer d'un volume suffisant avant la chambre de combustion afin de vaporiser l'oxydant liquide présent sous forme de gouttelletes et issu de l'injecteur. La pré-chambre (Figure 3.4a) dispose d'une protection thermique qui permet de protéger la virole en acier inoxydable.



FIGURE 3.1 – Moteur HYCOM monté sur un banc d’essai.

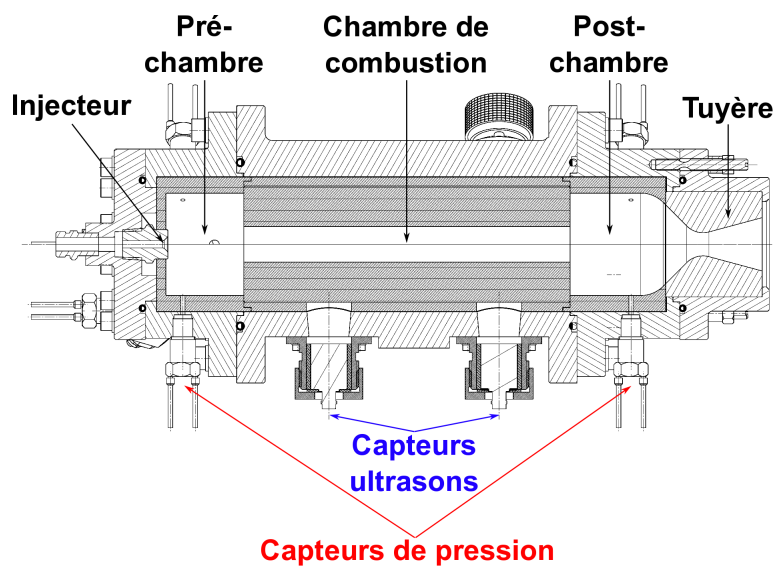


FIGURE 3.2 – Coupe Longitudinale du moteur HYCOM en configuration classique.



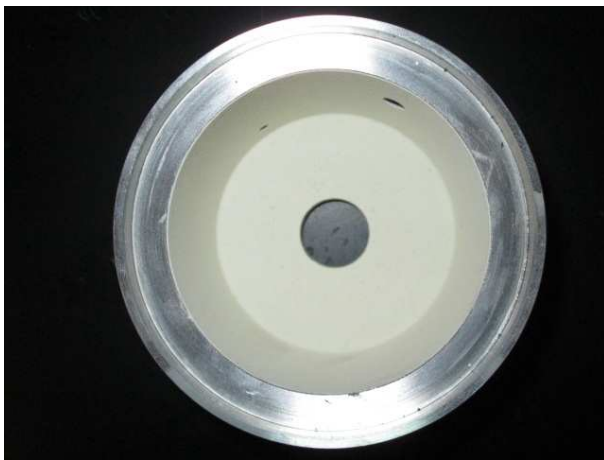
(a) Fond d'injection



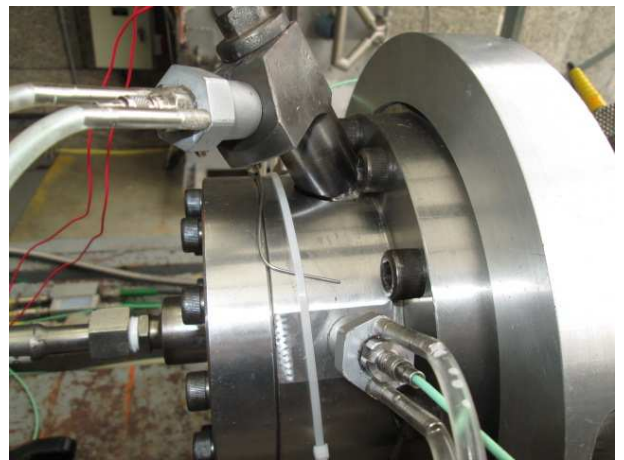
(b) Injecteur liquide

FIGURE 3.3 – Fond d'injection et injecteur liquide utilisés dans le moteur HYCOM.

Plusieurs matériaux ont été utilisés comme protections thermiques du moteur HYCOM, comme le polyéthylène ou l'abladur, mais ceux-ci subissaient une ablation assez importante au cours des essais. La pesée de la pré-chambre avant et après chaque essai permet de vérifier le niveau d'ablation de la protection thermique. L'oxyde de zirconium qui s'ablate très peu (masse ablatée inférieure à 1 g après plusieurs dizaines d'essais) a finalement été retenu pour la protection thermique de la pré-chambre. Un allumeur pyrotechnique dont le rôle est de fournir l'énergie suffisante pour vaporiser l'oxydant liquide, pyrolyser une partie du combustible et initier la combustion, est installé dans la pré-chambre. L'allumeur (Figure 3.4b) est composé d'un mélange de composition pyrotechnique pulvérulente qui prend feu après l'activation d'une étoupille, et qui permet d'allumer un petit bloc de propergol. Les gaz brûlés issus de la combustion du propergol, sont injectés dans la pré-chambre et permettent l'allumage du moteur hybride. L'allumeur est déclenché quelques instants avant l'injection d'oxydant afin de s'assurer de la non-accumulation d'oxydant liquide dans le moteur.



(a) Pré-chambre



(b) Allumeur pyrotechnique monté avec son capteur de pression

FIGURE 3.4 – Pré-chambre et allumeur pyrotechnique du moteur HYCOM.



(a) Chambre de combustion



(b) Bloc de combustible en PE de 480 mm de longueur et de 20 mm de diamètre du canal central

FIGURE 3.5 – Chambre de combustion et bloc de combustible en polyéthylène du moteur HYCOM.

3. *Chambre de combustion.* La chambre de combustion (Figure 3.5a) est constituée d'une virole en acier inoxydable visant à accueillir le bloc de combustible (Figure 3.5b). Cette virole ne nécessite pas de protection thermique car le bloc de combustible est un très bon isolant et remplit ce rôle de protection. Il faut cependant veiller à réaliser des essais n'ablatant pas complètement le combustible, sous peine de risque de dégradation de la chambre de combustion.
4. *Post-chambre de combustion.* La post-chambre fournit un volume après la chambre de combustion afin de compléter la combustion entre les ergols et améliorer le rendement de combustion. Elle dispose d'une protection thermique en oxyde de zirconium, tout comme la pré-chambre (Figure 3.6).



FIGURE 3.6 – Post-chambre de combustion du moteur HYCOM.

5. *Tuyère.* La tuyère permet l'accélération à des vitesses supersoniques des gaz brûlés issus de la combustion afin de fournir la poussée du moteur. La tuyère de Laval en carbone (Figure 3.7) est constituée d'un convergent, d'un col et d'un divergent. Le col est un insert, ce qui permet de choisir son diamètre pour chaque essai et ainsi régler la pression de fonctionnement du moteur. Le diamètre du col est mesuré avant et après chaque essai afin de déterminer son éventuelle ablation.

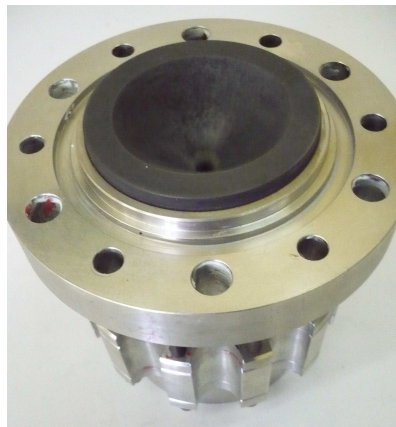


FIGURE 3.7 – Tuyère en carbone du moteur HYCOM.

Cette configuration offre une modularité importante puisqu'il est possible de modifier chacun des sous-ensembles afin de réaliser des essais dans des configurations différentes. L'ensemble (fond d'injection - injecteur liquide - pré-chambre - allumeur pyrotechnique) peut être par exemple remplacé par un catalyseur et un injecteur gazeux, qui fait également office de pré-chambre. L'ONERA a réalisé des essais avec catalyseur et peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) en tant qu'oxydant dans le cadre d'une coopération avec Nammo [51] et développe également son propre système d'injection catalytique en collaboration avec Heraeus [53]. L'utilisation d'un catalyseur combiné à du peroxyde d'hydrogène permet la décomposition de celui-ci et son injection gazeuse à haute température.

Ceci permet alors l'allumage du moteur hybride, après une première phase de fonctionnement de type monergol, sans aucun moyen pyrotechnique. Le catalyseur de l'ONERA (Figure 3.8) est un ensemble en acier inoxydable permettant d'accueillir un lit catalytique au contact duquel le peroxyde d'hydrogène se décompose et auquel est combiné un injecteur gazeux.



(a) Catalyseur seul sur le banc d'essai

(b) Lit catalytique à base de Al_2O_3

FIGURE 3.8 – Catalyseur et exemple de lit catalytique utilisés par l'ONERA en collaboration avec Heraeus [53].

L'oxydant utilisé pour la réalisation d'essais est stocké dans un réservoir pressurisé et relié au moteur HYCOM à travers une ligne d'injection. L'injection de l'oxydant au cours d'un essai fait progressivement diminuer la pression dans le réservoir et donc modifie le débit d'oxydant. Pour palier à ce phénomène et afin de conserver un débit d'oxydant constant au cours d'un tir, un panneau de pressurisation (Figure 3.9) est utilisé et permet de maintenir une pression constante dans le réservoir d'oxydant au cours d'un essai.

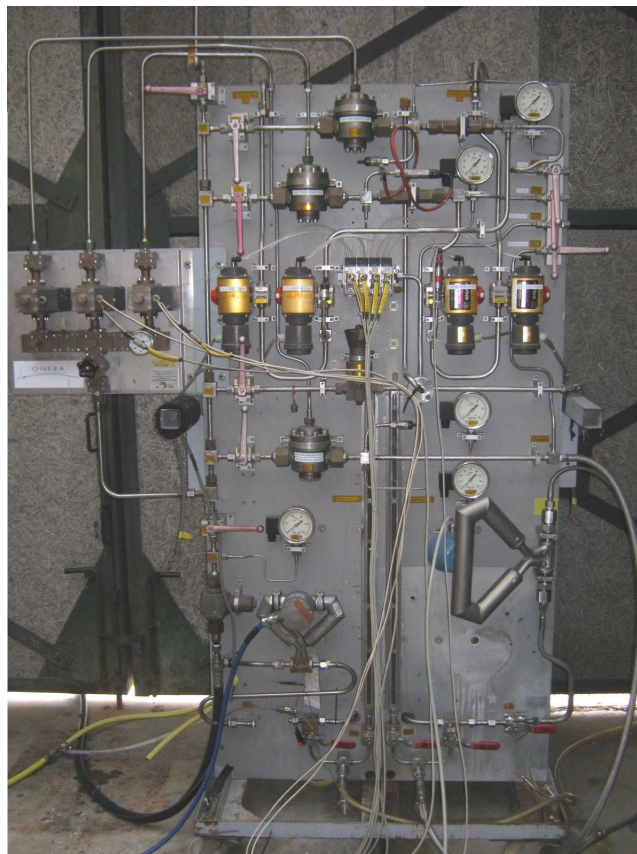


FIGURE 3.9 – Panneau de pressurisation utilisé sur le banc HYCOM.

3.1.2 Instrumentation

Afin d'analyser les essais réalisés sur le banc HYCOM, celui-ci est instrumenté pour avoir accès aux évolutions temporelles suivantes, dans le cas avec injecteur liquide (Figure 3.10) :

- la pression du réservoir d'oxydant,
- la pression d'injection en amont de l'injecteur liquide,
- la pression dans la chambre de combustion, mesurée par deux capteurs dans la pré-chambre et deux capteurs dans la post-chambre,
- la pression dans l'allumeur pyrotechnique,
- le débit d'oxydant,
- la poussée,
- l'épaisseur brûlée du bloc de combustible, à l'aide de capteurs ultrasonores à l'avant et à l'arrière du bloc solide.

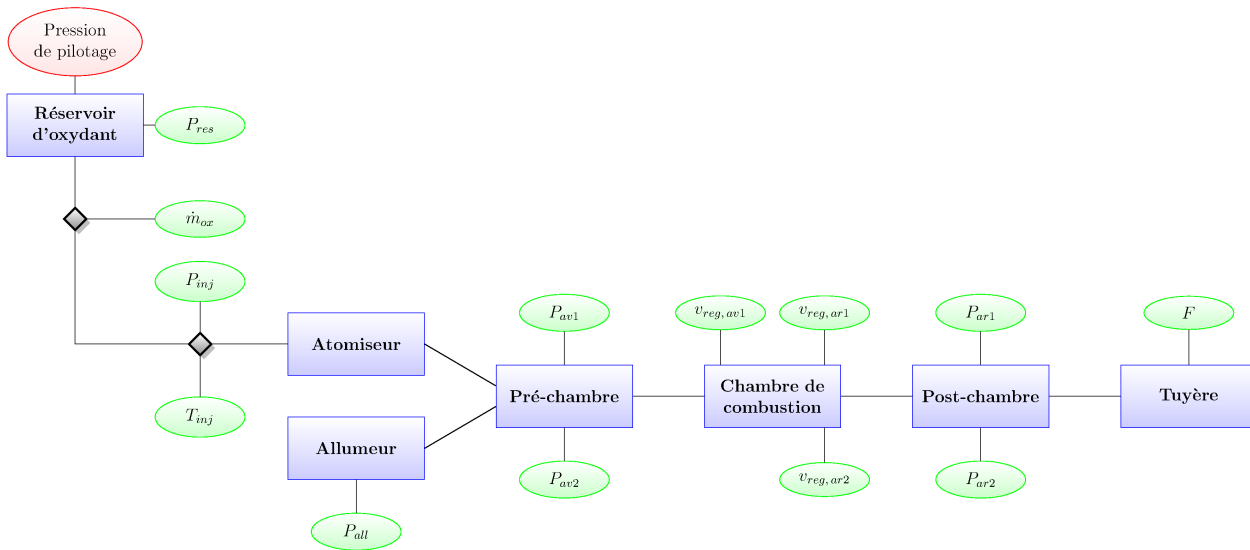


FIGURE 3.10 – Schéma synoptique du banc d'essai HYCOM en configuration d'injection liquide.

Les mesures de pression et d'épaisseur brûlée sont effectuées sur deux génératrices espacées d'un angle de 120° (Figure 3.11) afin d'observer d'éventuelles dissymétries de l'écoulement.

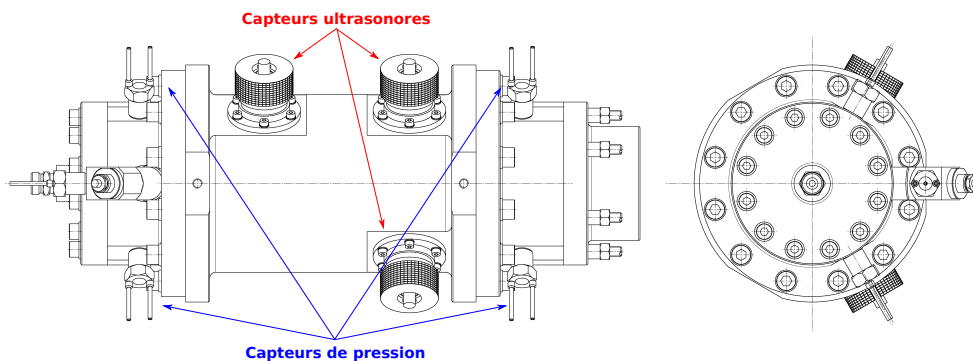


FIGURE 3.11 – Positionnement des capteurs sur le moteur HYCOM.

Dans le cas de l'utilisation d'un catalyseur, l'instrumentation est modifiée (Figure 3.12) et permet alors de mesurer :

- la pression d'injection en amont du catalyseur,
- la température d'injection de l'oxydant en amont du catalyseur,
- la température d'injection de l'oxydant en sortie du catalyseur et en amont de l'injecteur gazeux.

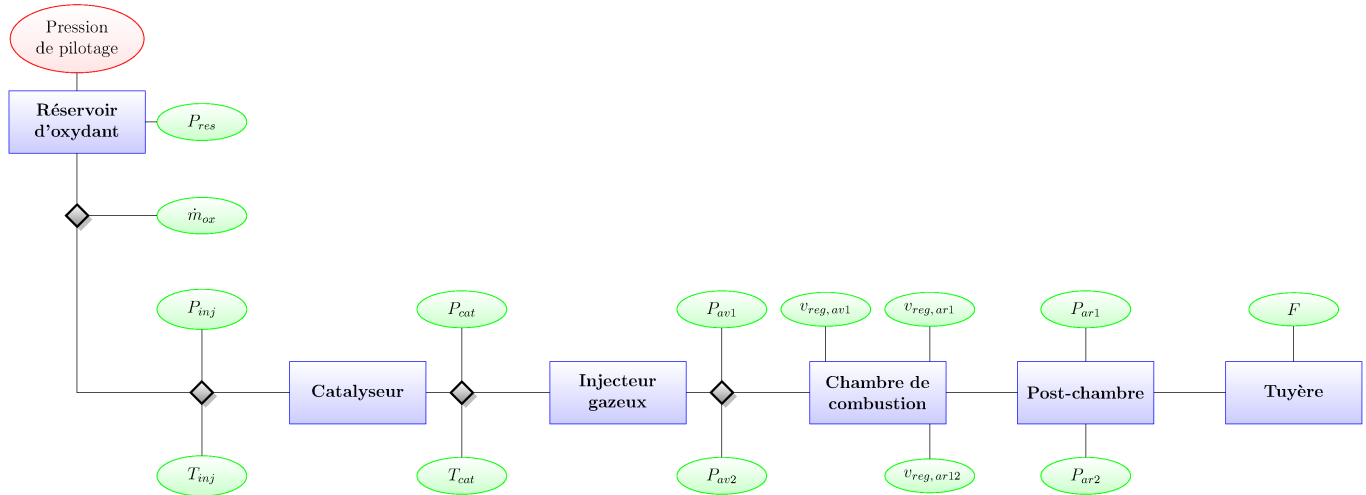


FIGURE 3.12 – Schéma synoptique du banc d'essai HYCOM en configuration d'injection catalytique.

Les capteurs de pression, de type piézoélectrique, sont protégés des gaz de la combustion grâce à une carotte de protection thermique et sont également refroidis à l'aide d'un circuit d'eau. La fréquence d'échantillonnage des capteurs de pression installés dans la chambre de combustion est généralement fixée à 10 kHz. La fréquence caractéristique des phénomènes étudiés pendant la thèse n'excédant pas 2 kHz, un filtre analogique passe-bas à 2 kHz a été utilisé et permet de capter correctement l'ensemble des phénomènes étudiés tout en respectant le critère de Shannon. Chacun des capteurs de pression de la chambre de combustion est également équipé d'un filtre analogique passe-haut de 200 Hz sur une partie dupliquée du signal. Les capteurs fournissent alors un signal brut dit « stationnaire » et un signal dit « instationnaire ». Ce filtrage analogique permet alors de disposer d'un signal instationnaire pré-traité qui s'affranchit des phénomènes à basse fréquence et de la composante continue, dont l'amplitude est très supérieure à celle des phénomènes que l'on souhaite étudier à des fréquences plus élevées.

3.2 Présentation du code CEDRE

Cette section a pour but de présenter le code CFD CEDRE (Calcul d'Écoulements Diphasiques Réactifs pour l'Énergétique) de l'ONERA. Ce code disposant de nombreux modèles physiques et chimiques a une architecture complexe. Il s'agira ici de fournir au lecteur les éléments de base pour comprendre la philosophie de son utilisation et les principaux modèles utilisés dans le cadre de la thèse. Une présentation plus détaillée est donnée par Dupuy [28]. De nombreuses informations utiles sur le code sont également disponibles sur le site internet de CEDRE [1]. Les calculs effectués durant la thèse se basent sur la configuration du moteur avec catalyseur et combustible classique, afin de considérer une injection gazeuse des ergols et éviter les aspects diphasiques dans les simulations.

3.2.1 Généralités

CEDRE est une plateforme CFD multi-physique, fonctionnant sur des maillages non structurés, pour des applications de recherche ou industrielles et dans les domaines de l'énergétique et de la propulsion [72]. La plateforme dispose d'interfaces graphiques pour la mise en données des calculs et pour les pré- et post-traitements (Figure 3.13). Le code est organisé en différents solveurs, chacun étant dédié à une physique spécifique : CHARME pour les écoulements réactifs gazeux, ACACIA pour les traitements thermiques des phases solides, SPARTE pour le traitement Lagrangien des écoulements diphasiques, ASTRE pour le rayonnement etc. Les différents solveurs sont couplés et permettent la résolution d'écoulements complexes faisant intervenir divers phénomènes physiques.

Le calcul parallèle est possible sur CEDRE : les domaines de calculs sont partitionnés et chaque sous-domaine est traité par un processeur indépendant et communiquant avec les autres processeurs (Figure 3.14). Dans le cadre de la thèse, le calculateur STELVIO de l'ONERA disposant de plusieurs milliers de processeurs a été utilisé.

Les maillages peuvent être partitionnés jusqu'à 480 fois, permettant des calculs avec autant de processeurs sur STELVIO, et diminuant le temps nécessaire pour la convergence des simulations numériques.

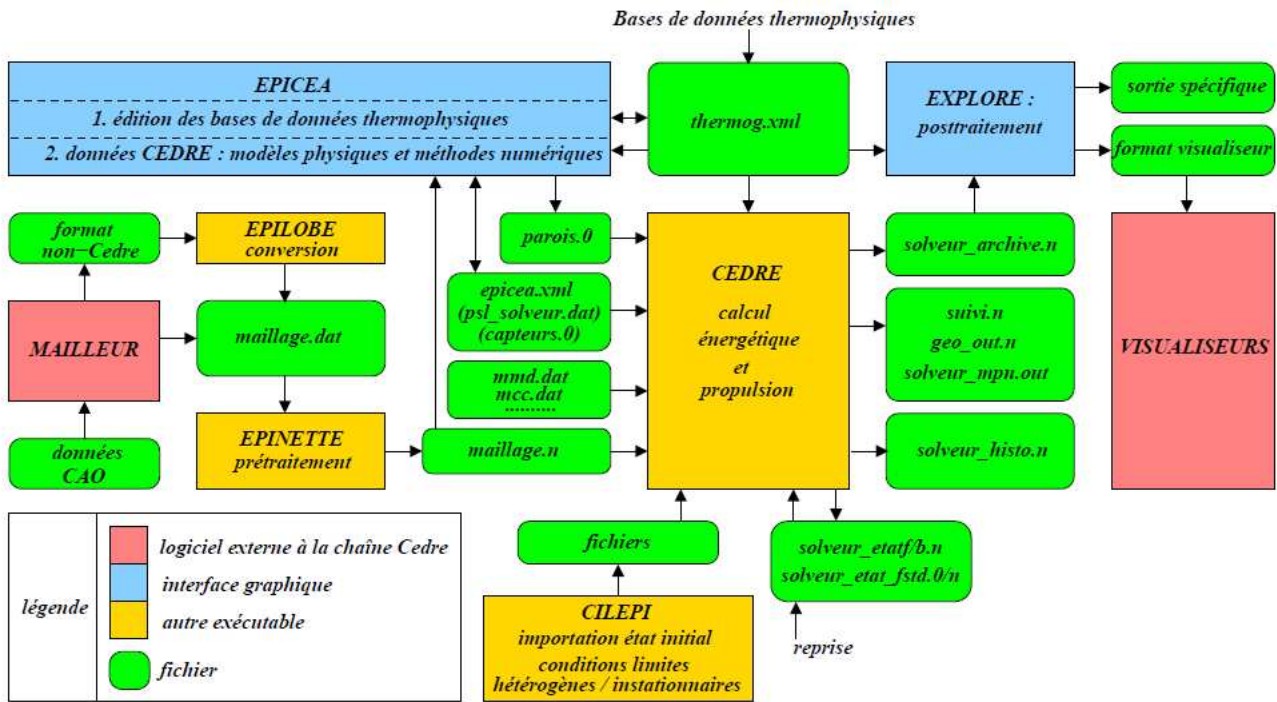


FIGURE 3.13 – Schéma de principe de l'architecture de CEDRE.

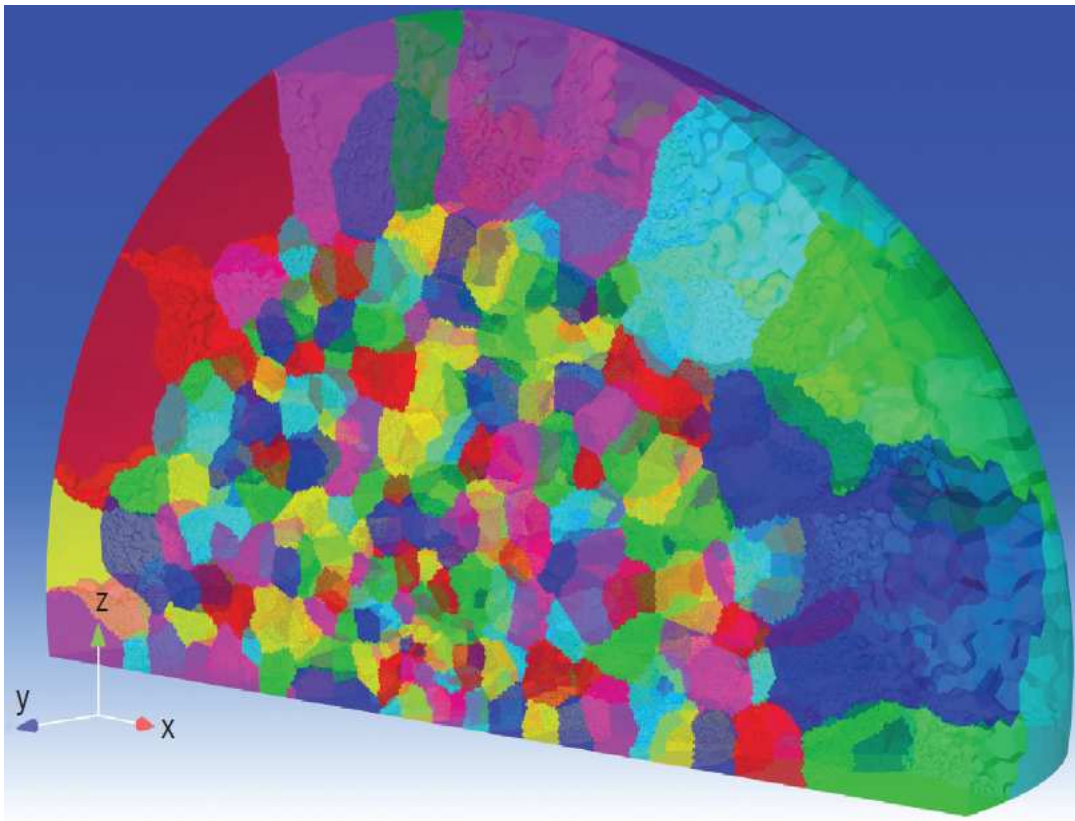


FIGURE 3.14 – Exemple de domaine de calcul partitionné pour le calcul parallèle [72].

3.2.2 Equations de base et modèles

Les équations de base présentées dans cette section correspondent au solveur CHARME de CEDRE qui a été utilisé pour réaliser les simulations numériques durant la thèse.

3.2.2.1 Modèles physiques

Le code CEDRE est basé sur les équations de Naviers-Stokes. Dans le cadre de cette thèse, l'écoulement considéré est un mélange gazeux et réactif qui obéit à la loi des gaz parfaits :

$$P = \rho r T \quad (3.1)$$

Pour chaque espèce chimique m , on définit :

- la capacité thermique massique à pression constante sous forme d'un polynôme de degré K dépendant de la température :

$$c_{p,m}(T) = \sum_{k=1}^K c_{p,m}^{(k)} T^k \quad (3.2)$$

- la viscosité dynamique basée sur la loi de Sutherland :

$$\mu_m(T) = \mu_{m,0} \left(\frac{T}{T_{m,0}} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_{m,0} - T_{m,1}}{T + T_{m,1}} \quad (3.3)$$

avec $\mu_{m,0}$, $T_{m,0}$, $T_{m,1}$ les coefficients de Sutherland,

- la conductivité thermique basée sur la loi d'Eucken :

$$\lambda_m = \mu_m \left(c_{p,m} + \frac{5}{4} \frac{R}{\mathcal{M}_m} \right) \quad (3.4)$$

- la diffusivité basée sur la viscosité moyenne :

$$\rho D_m = \frac{\mu}{S c_m} \quad (3.5)$$

Le mélange est caractérisé par :

- sa densité :

$$\rho = \sum_{m=1}^M \rho Y_m = \sum_{m=1}^M \rho_m \quad (3.6)$$

- sa viscosité dynamique :

$$\mu = \sum_{m=1}^M Y_m \mu_m \quad (3.7)$$

- sa conductivité :

$$\lambda = \mu \sum_{m=1}^M Y_m \frac{\lambda_m}{\mu_m} \quad (3.8)$$

Dans le cadre de la thèse, la turbulence est prise en compte à travers deux approches : la première est basée sur les équations U-RANS pour les calculs 2D axisymétriques et l'autre est basée sur l'approche MILES (Monotone Integrated Large Eddy Simulation). Dans le cas U-RANS, les équations de fermeture pour la turbulence sont basées sur le modèle $k - \omega$ SST (Shear Stress Transport) de Menter [60, 61]. Ce modèle combine l'utilisation d'un modèle $k - \omega$ proche de la paroi et $k - \varepsilon$ dans l'écoulement libre, ce qui permet de tirer avantage de ces deux méthodes dans les zones où elles sont plus performantes. L'approche MILES consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes sans opération de filtrage des petites échelles qui est effectué dans le cas des méthodes de type LES.

La modélisation des termes de sous-maille dans le cas de la LES est directement liée à la dissipation numérique introduite par la méthode numérique et par le maillage dans le cas de calculs MILES.

La combustion est prise en compte à travers un modèle à vitesses de cinétique chimique finies, dont les expressions sont basées sur des lois d'Arrhenius. Il s'agit d'un modèle classiquement employé dans le domaine de la propulsion hybride et qui est détaillé dans la section 2.4.2 (eq. (2.15), (2.16) et (2.17)).

3.2.2.2 Modèles numériques

Le code CEDRE se base sur une approche de type volumes finis qui consiste à diviser le domaine en plusieurs cellules de volume fini, puis à effectuer les bilans des différentes grandeurs de l'écoulement sur chacune de ces cellules.

La formulation mathématique du problème physique à résoudre est basée sur un système continu d'équations aux dérivées partielles (EDP) constitué par des équations de bilan, des conditions initiales et aux limites. La discrétisation spatiale permet de passer de ce système d'EDP continu à un système d'équations différentielles ordinaires (EDO) en chaque point du maillage. Ceci s'effectue en deux étapes : la première étape d'interpolation consiste à évaluer les quantités physiques en divers points du maillage et est indépendante des modèles physiques. La seconde étape est le calcul des flux numériques à partir des équations de bilan discrètes appliquées aux valeurs déterminées lors de l'étape d'interpolation. Les détails de la discrétisation spatiale dans CEDRE peuvent être trouvés dans la thèse de Dupuy [28]. Dans le cas des calculs réalisés pour la présente thèse, la méthode de calcul des gradients de cellules est basée sur les moindres carrés [54].

L'intégration temporelle a pour objectif de résoudre le système d'EDO en remplaçant la solution continue temporelle exacte $Q(t)$ par une suite Q^n de valeurs discrètes aux instants n . On distingue deux types d'intégration temporelle : les approches explicites et implicites.

Les approches explicites consistent à calculer l'état au temps t^{n+1} uniquement à partir de l'état au temps t^n :

$$Q^{n+1} = F(Q^n) \quad (3.9)$$

La stabilité de ce type de méthode dépend du nombre CFL (Courant Friedrichs Lewy) qui contraint le pas de temps à être suffisamment petit [11] :

$$\Delta t < CFL_{max} \frac{\Delta x}{|u| + c} \quad (3.10)$$

avec Δx un ordre de grandeur de la taille des mailles, $\Delta t = t^{n+1} - t^n$ et CFL_{max} la valeur maximale du CFL.

Les méthodes numériques qui permettent de résoudre cette approche sont des méthodes d'Euler explicites (ordre 1) ou de Runge-Kutta (ordre > 1) [11]. L'utilisation d'une méthode d'intégration temporelle explicite s'est avérée délicate pour les simulations numériques de cette thèse puisqu'il était nécessaire d'utiliser un pas de temps très petit (de l'ordre de 10^{-9} s) pour la stabilité. Il a donc été choisi d'utiliser une méthode d'intégration temporelle implicite à un pas, plus chère en temps de calcul mais permettant de s'affranchir de la condition de CFL [11] au prix d'une mise en œuvre plus complexe.

Dans le cadre de la thèse, la méthode d'Euler implicite a été utilisée. Il s'agit d'un schéma permettant l'estimation de Q^{n+1} à partir de Q^{n+1} et Q^n :

$$Q^{n+1} = F(Q^n, Q^{n+1}) \quad (3.11)$$

Le terme Q^{n+1} apparaissant dans les deux membres de l'équation 3.11, il est nécessaire d'avoir recours à un schéma numérique itératif pour la résolution. Dans CEDRE, l'équation 3.11 est linéarisée et résolue avec la méthode itérative GMRES, dont des informations détaillées sont données dans les travaux de Selva [79]. Il s'agit d'une méthode robuste qui permet d'obtenir une convergence rapide mais qui nécessite une place mémoire importante.

Il est parfois utile d'avoir recours à un pas de temps local. Il s'agit d'une technique qui permet d'utiliser un grand pas de temps global pour la convergence rapide des calculs. Le pas de temps va s'adapter localement pour calculer des phénomènes physiques qui requièrent un pas de temps plus petit.

Cette méthode n'est cependant valable que pour des calculs stationnaires. Les calculs effectués pendant la thèse étant instationnaires, il est nécessaire que le pas de temps soit identique en tout point du domaine. La méthode du pas de temps local a été employée au démarrage de certains calculs pour accélérer la convergence, mais passé la phase de démarrage, tous les calculs ont été effectués sans utilisation d'un pas de temps local.

3.3 Présentation des méthodes d'analyse et de traitement du signal

Mathématiquement, toute fonction du temps x et de carré intégrable, c'est à dire vérifiant :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt < +\infty \quad (3.12)$$

admet une transformée de Fourier X , fonction de la fréquence f définie comme :

$$X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-j2\pi ft} dt \quad (3.13)$$

La transformée de Fourier d'une fonction réelle est une fonction complexe dont la représentation polaire peut s'écrire :

$$X(f) = |X(f)| e^{j\theta(f)} \quad (3.14)$$

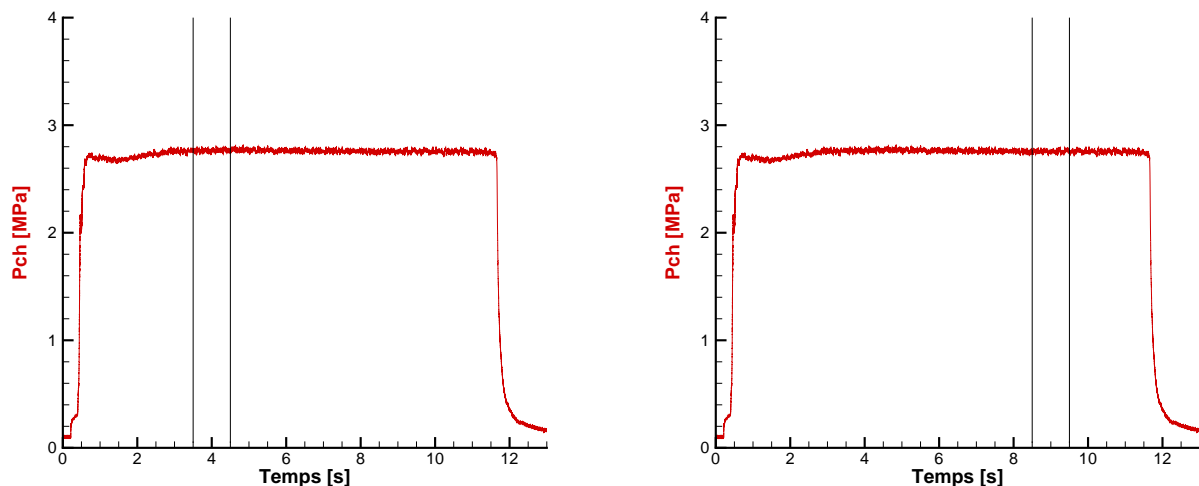
Les spectres d'amplitude et de phase permettent de représenter les évolutions en fonction de la fréquence de l'amplitude $|X(f)|$ et de la phase $\theta(f)$ du signal étudié. La condition de carré intégrable représente physiquement un signal dont l'énergie est finie. La transformée de Fourier permet l'analyse fréquentielle d'une fonction continue du temps. En pratique, les signaux obtenus lors d'essais au banc sont discrets et définis sur un intervalle de temps fini. La définition exacte de la transformée de Fourier ne s'applique donc pas et c'est la transformée de Fourier discrète qui est utilisée. Celle-ci permet d'évaluer une représentation spectrale discrète (spectre échantillonné) d'un signal discret (signal échantillonné) sur une fenêtre de temps finie (échantillonnage borné dans le temps). La définition mathématique de la transformée de Fourier discrète d'un signal s échantillonné par N valeurs est :

$$S(k) = \sum_{n=0}^{N-1} s(n)e^{-j2\pi k \frac{n}{N}}, \quad 0 \leq k < N \quad (3.15)$$

Pour éviter les phénomènes de repliements de spectres, le théorème de Nyquist-Shannon indique que la représentation discrète d'un signal par des échantillons régulièrement espacés exige une fréquence d'échantillonnage supérieure au double de la fréquence maximale présente dans ce signal. L'analyse de phénomènes de fréquence caractéristique f_0 exige donc un échantillonnage d'une fréquence supérieure à $2f_0$. L'algorithme fréquemment utilisé pour le calcul de la transformée de Fourier discrète est l'algorithme de transformée de Fourier rapide (FFT).

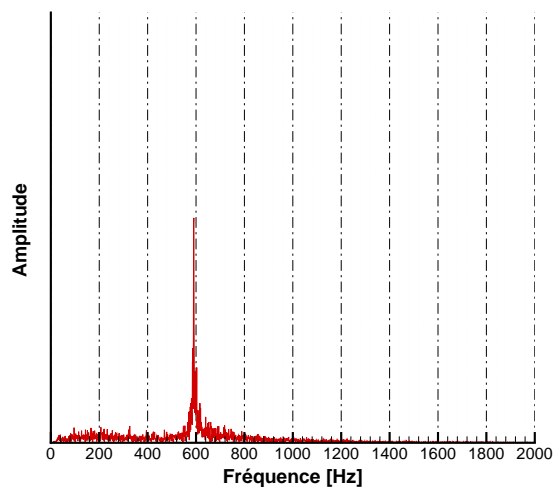
Le calcul de la FFT sur la durée totale d'un essai permet la détermination des fréquences caractéristiques du signal mais ne donne pas d'indications sur les instants auxquelles elles apparaissent. Le calcul de la FFT peut alors être effectué sur une fenêtre temporelle réduite, permettant l'analyse fréquentielle en fonction du temps. La Figure 3.15 présente un signal de pression et les FFT calculées d'une part sur la durée totale d'un essai et d'autre part sur des fenêtres situées à différents instants. Les fréquences obtenues aux différents instants se retrouvent sur la FFT globale mais pas simultanément. Afin d'étudier les effets temporels sur les fréquences caractéristiques des signaux, les FFT peuvent être calculées sur des fenêtres temporelles glissantes et représentées sous forme de spectrogrammes temps-fréquence (Figure 1.4).

La transformée de Hilbert [19] peut aussi être effectuée sur les signaux expérimentaux afin d'étudier les fréquences caractéristiques et leurs évolutions en fonction du temps, tout en suivant également les variations d'amplitude et de phase des signaux. Il s'agit d'une méthode d'analyse complémentaire aux FFT classiques.

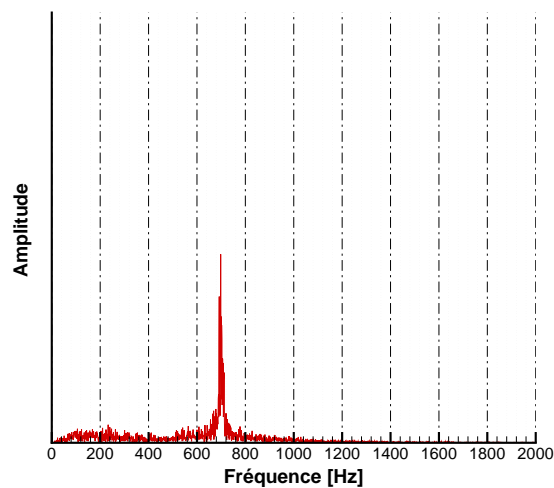


(a) Pression en fonction du temps et fenêtre temporelle située durant la première moitié de l'essai

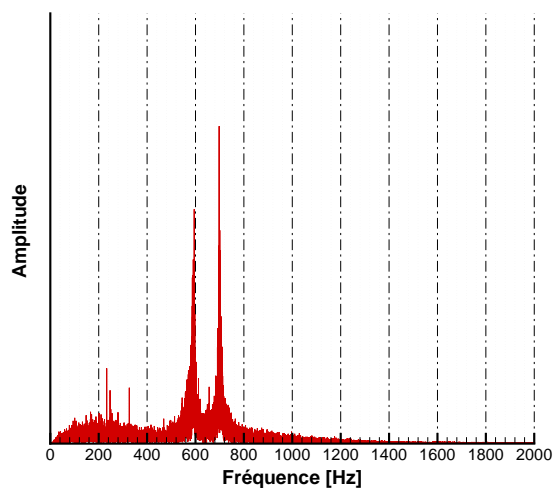
(b) Pression en fonction du temps et fenêtre temporelle située durant la seconde moitié de l'essai



(c) FFT associée à la première fenêtre



(d) FFT associée à la seconde fenêtre



(e) FFT sur la durée totale de l'essai

FIGURE 3.15 – Exemples de calculs de FFT sur un signal de pression sur la durée totale d'un essai hybride et à différents instants.

Pour mettre en place cette analyse, il faut dans un premier temps identifier les fréquences du signal étudié et les instants auxquelles elles apparaissent à l'aide de la FFT classique (Figure 3.15). Un filtrage numérique de type passe-bande est ensuite réalisé pour chacune des différentes fréquences, afin d'isoler chacune d'entre elles et de calculer la transformée de Hilbert sur les signaux filtrés. Le type de filtre numérique ainsi que la largeur de la bande filtrée sont les paramètres importants de cette méthode. Le filtrage usuellement employé utilise le fenêtrage de Kaiser.

L'application de cette méthode sur l'essai présenté sur la Figure 3.15 est détaillée sur la Figure 3.16. Le premier filtre passe bande a été défini sur les fréquences de coupures de 570 Hz et 610 Hz et le second filtre a été effectué sur les fréquences de coupures de 680 Hz et 720 Hz. La Figure 3.16 présente les évolutions temps-fréquence des instabilités obtenues lors d'un essai hybride et montre l'intérêt d'une telle méthode en complément de l'analyse harmonique ordinaire des FFT.

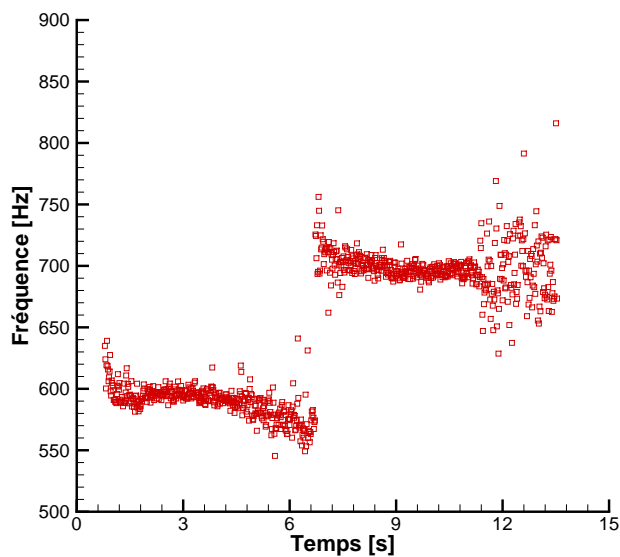


FIGURE 3.16 – Application de la méthode basée sur la transformée de Hilbert sur un essai hybride.

Chapitre 4

Analyse expérimentale des essais avec injection d'oxydant liquide

Ce chapitre a pour objet l'analyse de la base de données disponible au Laboratoire de Propulsion de l'ONERA concernant les essais hybrides avec injection d'oxydant liquide et combustible classique. Dans un premier temps, les conditions opératoires et les résultats en termes de performances et de rendements de combustion sont présentés. Une analyse détaillée des instabilités est ensuite exposée afin de mettre en évidence les oscillations de pression dans certaines configurations et, dans ce cas, d'étudier leur comportement au cours des essais.

Sommaire

4.1	Présentation de la base de données	39
4.1.1	Conditions opératoires	39
4.1.2	Résultats des essais	42
4.2	Analyse des instabilités	45
4.2.1	Instabilités à basses fréquences	45
4.2.2	Instabilités à moyennes fréquences	45
4.3	Conclusion partielle	56

4.1 Présentation de la base de données

La majorité des essais disponibles dans la littérature et ayant servi à l'étude des instabilités de type hydrodynamique ont été réalisés dans une configuration avec stockage et injection d'oxydant gazeux, comme cela a été présenté aux Chapitres 1 et 2. L'utilisation d'un oxydant liquide est cependant intéressante puisque la densité du liquide, nettement plus importante que celle du gaz, permet de réduire la taille des réservoirs dans une application réelle.

4.1.1 Conditions opératoires

Les essais hybrides issus de la base de données récente du Laboratoire de Propulsion et disponibles au début de la thèse ont été effectués avec le moteur HYCOM et dans une configuration d'injection d'oxydant liquide. Ce chapitre se concentre uniquement sur les essais réalisés avec un combustible classique dont le fonctionnement est sensiblement plus simple à appréhender que celui avec un combustible liquéfiable.

La base de données utilisée est composée de 15 essais réalisés avec le couple peroxyde d'hydrogène (H_2O_2) concentré à 87.5 % en tant qu'oxydant et polyéthylène (PE) en tant que combustible. Le bloc de combustible est systématiquement de géométrie cylindrique à canal central dont le diamètre initial et la longueur sont variables. Les dimensions des pré- et post-chambres sont identiques pour chacun des essais. En revanche, les tuyères utilisées peuvent varier d'un essai à l'autre, notamment en termes de diamètre au col et de taux d'expansion. Les conditions initiales des essais concernant le diamètre du canal central, la longueur de bloc, le diamètre au col et le taux d'expansion de la tuyère sont données dans le Tableau 4.1.

Nom de l'essai	D_0 [mm]	L_{fu} [mm]	D_c [mm]	Σ [-]	Commentaires
Hytelsat 01	35	230	16.30	5.3	
Hytelsat 02	20	230	7.00	50.0	
Hytelsat 03	13	230	7.00	50.0	
Hytelsat 04	20	230	7.00	50.0	
Hytelsat 05	20	230	7.50	44.0	Essai sous vide
Hytelsat 06	13	230	7.05	197.0	Essai sous vide
Hytelsat 07	20	230	7.05	197.0	Essai sous vide + diaphragmes
Hytelsat 08	20	230	7.05	197.0	Essai sous vide
Hytelsat 10	20	230	6.95	50.0	
Hytelsat 11	20	230	6.95	6.3	
Hytelsat 12	20	230	6.95	6.3	
Hytelsat 13	20	230	6.95	6.3	
Hytelsat 14	13	230	6.95	6.3	Essai long (1 minute)
Hytelsat 15	20	230	6.95	6.3	
Hyprogeo 05	25	240	7.15	6.3	

TABLEAU 4.1 – Conditions initiales des essais avec injection d'oxydant liquide.



FIGURE 4.1 – Caisson d'essai à basse pression de l'ONERA.

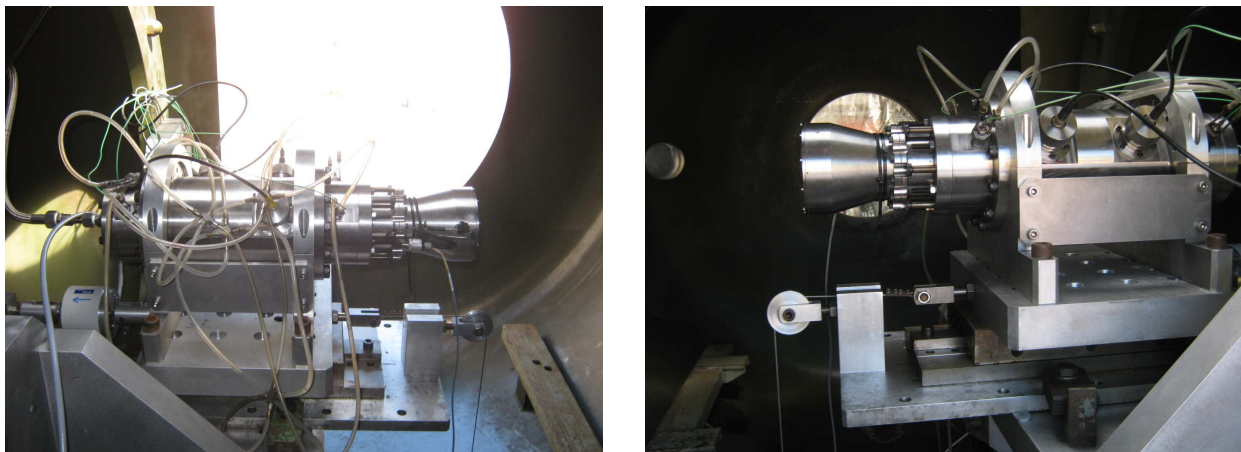


FIGURE 4.2 – Moteur HYCOM installé dans le caisson à vide.

L'ONERA dispose d'un caisson d'essai à basse pression (Figure 4.1) qui a permis de réaliser les essais Hytelsat 05 à 08. Il s'agit d'un caisson étanche dans lequel la pression peut être abaissée à un niveau compris entre 1 et 10 mbar à l'aide d'une pompe à vide [51]. Le moteur HYCOM et son instrumentation associée sont installés dans le caisson pour la réalisation d'essais dans des conditions proches du vide ou de haute altitude (Figure 4.2). Le volume du caisson étant limité, la pression à l'intérieur de celui-ci augmente rapidement au cours d'un essai suite à l'éjection des gaz du moteur. Pour conserver des conditions de pression suffisamment basses, les essais dans le caisson sont de faibles durées (inférieures à 3.5 s).

L'essai Hytelsat 07 a été réalisé avec l'ajout de diaphragmes dans la chambre de combustion. L'objectif de ces diaphragmes est d'augmenter le mélange et la turbulence dans le moteur et ainsi tenter d'améliorer le rendement de combustion. Le premier diaphragme, situé au premier tiers du bloc de combustible, est formé par une plaque percée au centre et dont le diamètre vaut 13 mm. Le second diaphragme est positionné au milieu de la post-chambre de combustion et est constitué de 3 trous identiques situés à 120° sur un anneau. Le diamètre des trous est tel que la surface de passage initiale à travers les deux diaphragmes est identique. Les deux diaphragmes sont en polyéthylène.

Les grandeurs importantes pour l'analyse des instabilités et des rendements de combustion sont mesurées pendant et/ou après chaque essai. La principale grandeur caractéristique est la pression dans la chambre de combustion du moteur qui est mesurée en 4 points (2 dans la pré-chambre et 2 dans la post-chambre, comme décrit dans le Chapitre 3). La pression moyenne durant chaque essai est calculée à partir des 4 capteurs de pression.

La seconde grandeur fondamentale est le débit total du moteur, calculé comme la somme du débit d'oxydant, mesuré à l'aide d'un débitmètre, et du débit de combustible. Le débit de combustible peut être calculé de différentes manières, notamment grâce aux capteurs ultrasonores ou encore à l'aide de la pesée du bloc de combustible avant et après les essais. Les capteurs ultrasonores présentent l'avantage de fournir la position instantanée de la surface libre du combustible au cours d'un essai afin d'en déduire le débit. Toutefois, les capteurs sont positionnés à seulement deux positions le long du bloc solide, ne permettant d'obtenir que deux valeurs locales de débit. De plus, la masse brûlée sur les faces latérales du bloc de combustible ainsi que celle des protections thermiques, qui sont parfois en polyéthylène, faussent la valeur du débit mesuré. Il existe des solutions pour remédier à ces problèmes, comme l'utilisation de protections thermiques qui ne s'ablatent pas et le positionnement de disques de protection sur les faces latérales, mais ces solutions n'ont pas été mises en œuvre lors de ces essais. Dans le cadre de la thèse et afin de connaître précisément le rapport de mélange moyen au cours des essais, le débit de combustible moyen est calculé à partir de la masse brûlée de combustible, différence entre les masses mesurées avant et après tir, et de la durée de combustion.

La dernière grandeur importante pour l'analyse des instabilités hydrodynamiques est le diamètre du canal central puisqu'il détermine la géométrie de la chambre de combustion et joue un rôle sur l'écoulement dans le moteur. Le diamètre final D_f peut être défini de différentes manières : à partir des mesures ultrasonores, à partir de la masse brûlée du combustible ou encore à partir de mesures physiques (pied à coulisse) effectuées après tir, au début et à la fin du bloc solide. Le diamètre final qui est donné pour chaque essai dans le cadre de la thèse est la valeur obtenue par mesure physique à la fin du bloc de combustible. Cette valeur présente un intérêt particulier pour les instabilités qui sera détaillé plus tard dans le manuscrit. La connaissance du débit d'oxydant et des diamètres initiaux et finaux permet de calculer le flux massique d'oxydant au début $((\rho u)_{ox,0})$ et à la fin $((\rho u)_{ox,f})$ de chaque essai et pour la position axiale définie à la fin du bloc de combustible.

Les autres grandeurs sont issues de l'instrumentation du moteur et les rendements de combustion et total sont calculés à partir de la vitesse caractéristique et de l'impulsion spécifiques théoriques. Enfin, après chaque essai, le diamètre du col de la tuyère est mesuré afin de vérifier s'il y a eu de l'érosion, phénomène pouvant intervenir lors de certains essais de longues durées.

4.1.2 Résultats des essais

Les résultats des essais sont donnés dans les Tableaux 4.2 et 4.3. Quelques remarques peuvent être formulées concernant certains essais. Les diaphragmes installés dans le moteur pour le tir Hytelsat 07 ont été complètement pyrolysés. Ceci rend l'exploitation de l'essai difficile en terme de rendement de combustion puisqu'il est impossible de connaître le temps nécessaire pour leur pyrolyse et donc la durée pendant laquelle ils ont rempli leur rôle de mélange.

Nom de l'essai	Durée [s]	P_{ch} [MPa]	\dot{m}_{ox} [g · s ⁻¹]	\dot{m}_{fu} [g · s ⁻¹]	F [daN]	D_f [mm]	O/F [-]
Hytelsat 01	10.45	1.50	225.0	17.5	35.8	41.0	12.8
Hytelsat 02	10.45	2.90	63.0	17.5	12.9	28.0	3.6
Hytelsat 03	10.45	3.90	83.6	21.2	20.2	24.0	3.9
Hytelsat 04	6.35	4.00	102.5	11.8	20.0	23.0	8.7
Hytelsat 05	3.35	3.40	111.3	12.5	27.8	23.6	8.9
Hytelsat 06	3.35	3.70	82.0	23.0	23.7	20.5	3.6
Hytelsat 07	3.35	4.30	97.5	25.0	27.7	24.8	3.9
Hytelsat 08	3.35	3.90	100.6	11.4	25.8	25.0	8.8
Hytelsat 10	4.60	3.49	81.7	13.2	17.1	22.0	6.2
Hytelsat 11	4.70	3.54	82.4	11.6	19.4	23.5	7.1
Hytelsat 12	4.70	3.49	83.7	11.4	19.2	19.4	7.3
Hytelsat 13	4.70	3.49	87.7	9.9	19.1	22.0	8.9
Hytelsat 14	58.00	3.11	84.9	13.2	20.6	48.0	6.4
Hytelsat 15	4.50	3.69	93.1	20.2	21.0	20.5	4.6
Hyprogeo 05	11.25	2.72	69.7	9.2	-	30.0	7.6

TABLEAU 4.2 – Résultats des essais avec injection d'oxydant liquide - mesures.

Nom de l'essai	c^* [m · s ⁻¹]	I_{sp} [s]	η_c [%]	η_{tot} [%]	$(\rho u)_{ox,0} - (\rho u)_{ox,f}$ [kg · m ⁻² · s ⁻¹]	ρ_{th} [kg · m ⁻³]
Hytelsat 01	1248	150	85	77	234 - 171	1.73
Hytelsat 02	1380	163	97	84	201 - 102	3.26
Hytelsat 03	1423	196	98	94	630 - 185	4.24
Hytelsat 04	1336	177	85	77	326 - 247	3.98
Hytelsat 05	1262	229	81	78	354 - 255	3.41
Hytelsat 06	1369	230	95	82	618 - 249	4.16
Hytelsat 07	1373	230	96	82	311 - 202	4.67
Hytelsat 08	1346	235	86	75	320 - 205	3.90
Hytelsat 10	1395	184	90	84	260 - 215	3.39
Hytelsat 11	1429	211	91	88	262 - 190	3.42
Hytelsat 12	1392	206	89	86	267 - 283	3.37
Hytelsat 13	1357	199	87	83	279 - 231	3.50
Hytelsat 14	-	214	-	91	640 - 56	3.02
Hytelsat 15	1252	189	83	82	296 - 282	3.80
Hyprogeo 05	1326	-	83	-	142 - 99	2.64

TABLEAU 4.3 – Résultats des essais avec injection d'oxydant liquide - performances et flux.

La seconde remarque concerne l'essai Hytelsat 14 dont la durée de combustion a été de 58 s. Cette longue durée de fonctionnement a entraîné une importante ablation du col de la tuyère, passant d'un diamètre initial de 6.95 mm à un diamètre final de 10.45 mm. Cette érosion du col a eu pour conséquence l'augmentation de la section de sortie et donc la diminution de la pression dans le moteur. Cette diminution de pression dans la chambre a eu pour effet l'augmentation du gradient de pression au niveau de l'injecteur liquide et donc une augmentation du débit d'oxydant (Figure 4.4c). La vitesse caractéristique et donc le rendement de combustion n'ont pas été évalués puisque la section au col de la tuyère n'a pas été constante pendant l'essai.

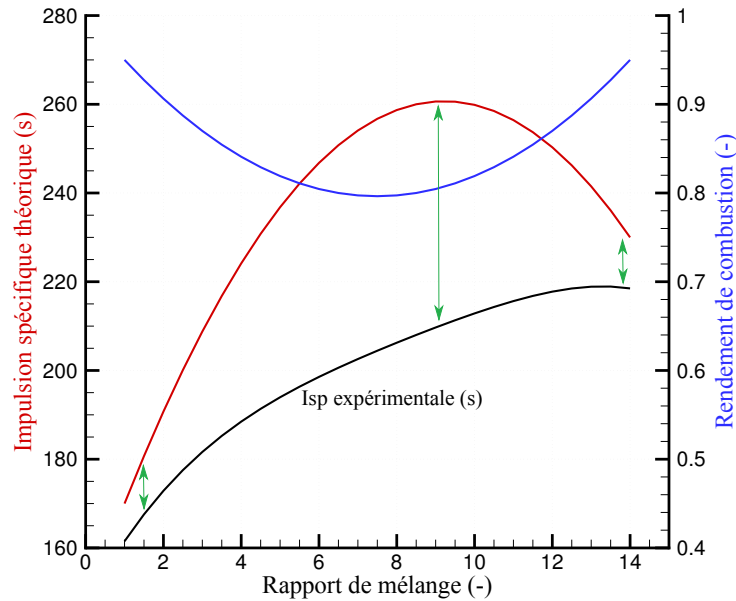


FIGURE 4.3 – Evolutions des performances et du rendement de combustion en fonction du rapport de mélange.

Le moteur HYCOM n'était pas installé sur une balance de poussée durant l'essai Hyprogeo 05, rendant impossible l'évaluation de l'impulsion spécifique et du rendement total pour cet essai.

Enfin, les blocs de combustible des essais Hytelsat 05, 06, 07 et 08 n'ont pas été conservés, et la mesure du diamètre final n'a pas pu être effectuée. Le diamètre final est donc estimé à l'aide de la masse brûlée du bloc de combustible m_b , en supposant que les faces latérales ne s'ablatent pas, suivant la relation suivante :

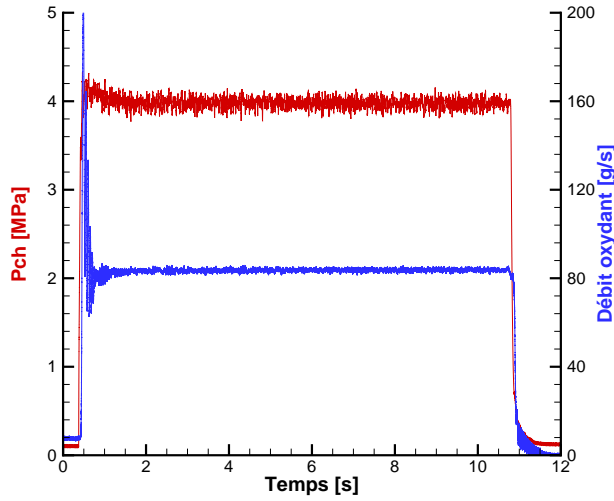
$$m_b = \frac{\pi L_{fu} \rho_{fu}}{4} (D_f^2 - D_0^2) \quad (4.1)$$

Finalement, le Tableau 4.3 indique la large gamme de flux massiques d'oxydant, variant entre 50 et 650 $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ et obtenus à travers les différents essais.

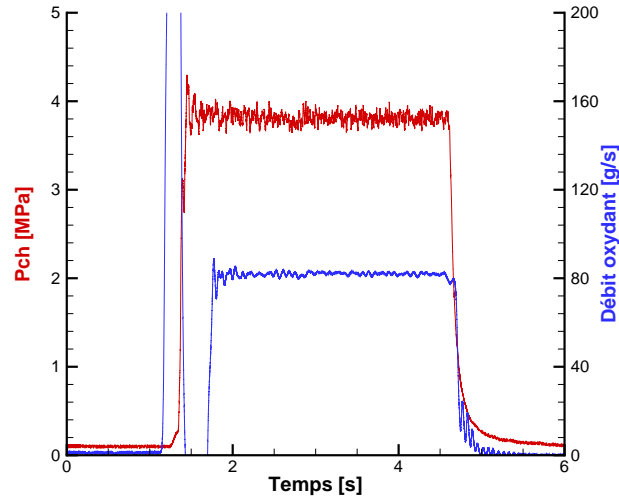
Pour analyser les rendements de combustion, il faut distinguer les essais ayant fourni un rapport de mélange proche de la stœchiométrie (O/F entre 5 et 9) des autres essais. La première catégorie d'essais donne des rendements de combustion relativement faibles, c'est à dire compris entre 81 % et 91 %. Lorsque le rapport de mélange est plus faible, le rendement est en général plus élevé. La Figure 4.3 compare schématiquement les performances théoriques et expérimentales. Lors des essais au banc, les performances propulsives (impulsion spécifique et vitesse caractéristique) varient assez faiblement en fonction du rapport de mélange. A l'inverse, lorsque celui-ci est proche de la stœchiométrie, les performances théoriques augmentent sensiblement. Les valeurs des rendements de combustion dépendent donc de manière importante des conditions des essais, et en particulier du rapport de mélange.

On constate également que les impulsions spécifiques sont faibles, même avec de bons rendements de combustion. Ceci indique que pour obtenir de bonnes performances propulsives, il est nécessaire d'obtenir de bons rendements de combustion à des rapports de mélange proches de la stœchiométrie, et d'utiliser de plus des tuyères fournissant de bons rendements.

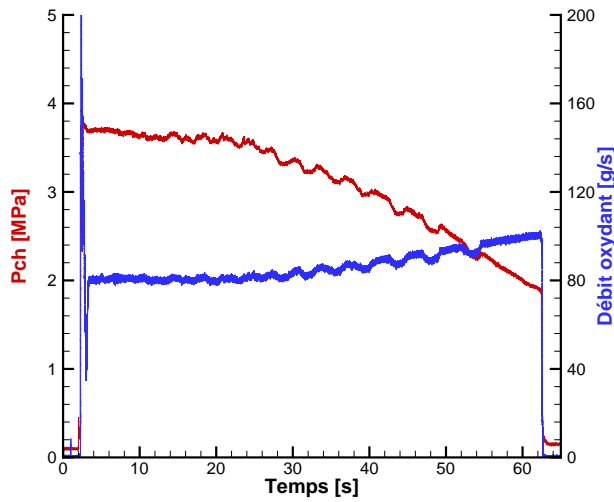
Les évolutions instantanées de la pression moyenne dans la chambre de combustion et du débit d'oxydant de 5 essais qui présentent un intérêt particulier pour les oscillations de pression sont détaillées sur la Figure 4.4. Il s'agit des essais Hytelsat 03, 06, 14 et 15 ainsi que de l'essai Hyprogeo 05. La mesure de débit au début de l'essai Hytelsat 06 est probablement erronée puisque la pression est constante juste après le début de l'injection d'oxydant. Il s'agit peut être d'une conséquence du fait que l'essai soit effectué sous vide, le débit d'oxydant est en pratique constant durant cette première phase.



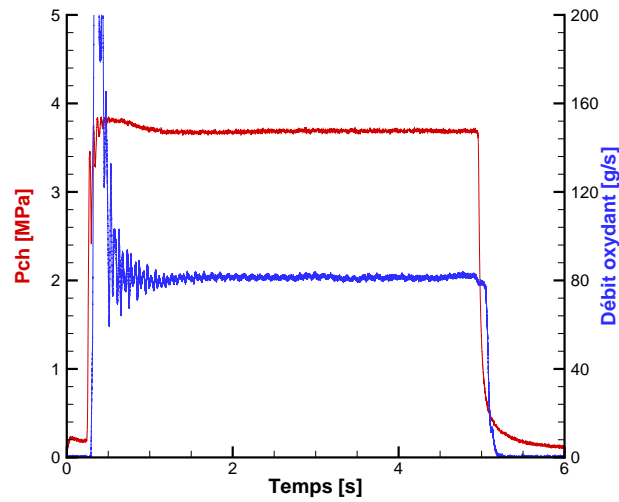
(a) Essai Hytelsat 03



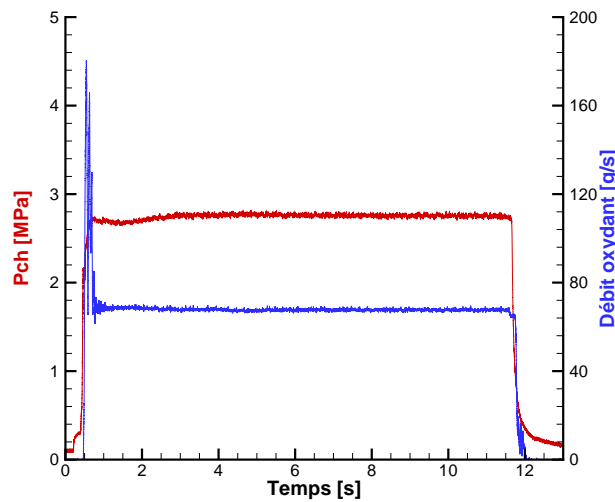
(b) Essai Hytelsat 06



(c) Essai Hytelsat 14



(d) Essai Hytelsat 15



(e) Essai Hyprogeo 05

FIGURE 4.4 – Evolutions instantanées d'essais avec injection liquide.

4.2 Analyse des instabilités

4.2.1 Instabilités à basses fréquences

Les signaux de pression stationnaires issus des mesures des capteurs dans les pré- et post-chambres sont analysés à l'aide d'une FFT afin d'identifier les fréquences caractéristiques des oscillations de pression. L'analyse des signaux issus des capteurs situés à l'avant ou à l'arrière du moteur donne sensiblement les mêmes résultats, par exemple pour l'essai Hytelsat 15 (Figure 4.5). Il est donc choisi de ne présenter que les courbes obtenues à partir du même capteur situé dans la pré-chambre du moteur, et ce pour chacun des essais. Il apparaît que des instabilités à faibles fréquences (inférieures à 200 Hz) sont présentes pour chacun des essais, avec une amplitude nettement supérieure à celle des instabilités à fréquences plus élevées, comme c'est le cas pour l'essai Hytelsat 15. Ces oscillations de pression à basse fréquence peuvent être provoquées par différents phénomènes parmi ceux décrits au Chapitre 2, notamment les instabilités intrinsèques des moteurs hybrides ou le couplage avec le système d'injection.

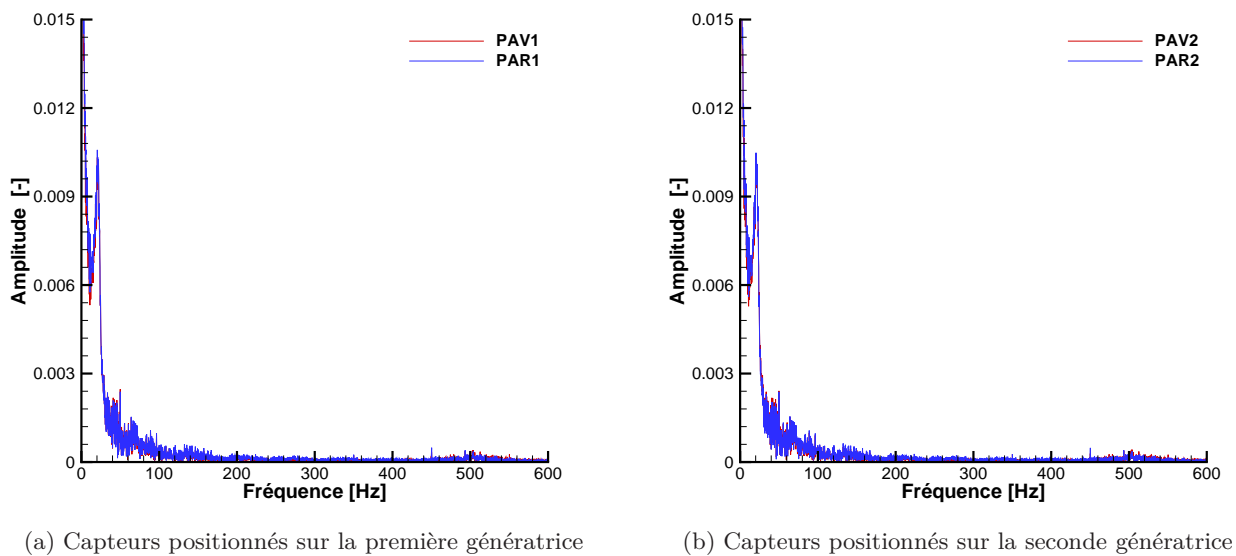


FIGURE 4.5 – Comparaison des FFT des signaux de pression stationnaires des capteurs avant et arrière pour l'essai Hytelsat 15.

4.2.2 Instabilités à moyennes fréquences

4.2.2.1 Analyse fréquentielle

Afin d'étudier les phénomènes hydrodynamiques dont les fréquences sont supérieures à 200 Hz, les signaux de pression instationnaires sont analysés. Ces signaux sont issus d'un filtrage passe-bande analogique entre 200 Hz et 2000 Hz des signaux dits stationnaires, permettant de s'affranchir des effets à basse fréquence, et sont présentés sur les Figures 4.8 et 4.9, en même temps que leurs FFT associées sur la durée totale des essais.

Dans le cas de l'essai Hyprogeo 05, ce filtrage analogique n'a pas eu lieu à cause d'un problème de mesure. Un filtrage numérique passe-bande de type Butterworth [14] d'ordre 5 a été effectué sur les signaux de pressions stationnaires afin de reproduire le filtrage analogique des autres essais. Il a été vérifié, par comparaison sur des signaux traités analogiquement et numériquement, que les résultats des opérations de filtrage numérique avec l'emploi du filtre de Butterworth sont très similaires au filtrage analogique (Figure 4.6).

Le calcul des FFT sur les signaux de pression instationnaires a montré un comportement différent pour les 5 essais présentés. Dans le cas de l'essai Hytelsat 06, il y a des oscillations de pression à large bande, c'est-à-dire sans fréquence préférentielle, essentiellement dans la gamme 200-600 Hz (Figure 4.8).

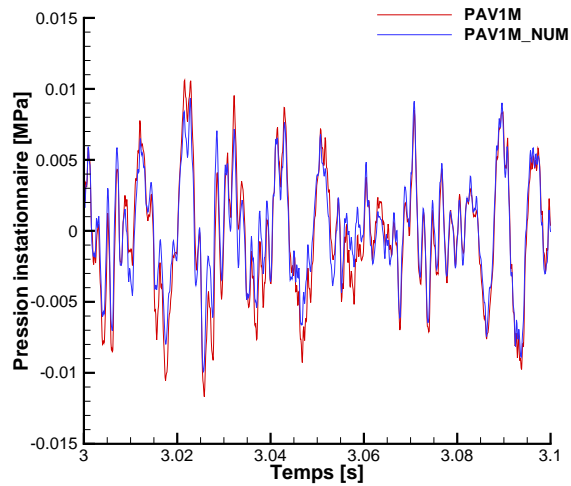


FIGURE 4.6 – Comparaison du filtrage analogique et numérique.

Pour les essais Hytelsat 03 et 15, une fréquence caractéristique proche de 500 Hz est présente (Figure 4.8). Enfin, les essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14 présentent respectivement 2 ou 3 pics de fréquences entre 500 et 800 Hz (Figure 4.9).

Comme expliqué dans le Chapitre 3, la FFT permet d'identifier les fréquences des instabilités mais ne donne aucune indication temporelle. Afin d'analyser plus précisément les instants auxquels apparaissent les phénomènes instationnaires, des FFT glissantes sont effectuées avant de traiter les signaux par la méthode de la transformée de Hilbert. La Figure 4.7 représente les FFT réalisées à différents instants pour les essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14, tandis que les transformées de Hilbert sont données à la Figure 4.10. La largeur de la fenêtre temporelle pour le calcul des FFT est de 1 s.

Dans la suite du manuscrit, les différentes fréquences caractéristiques seront appelées modes, cette dénomination sera justifiée au Chapitre 6.

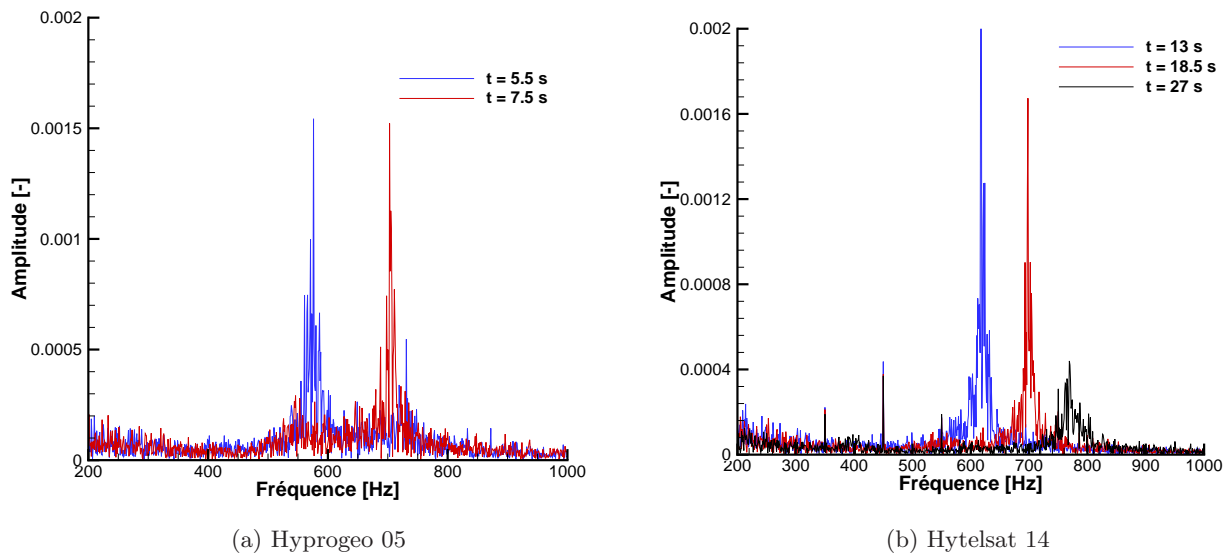
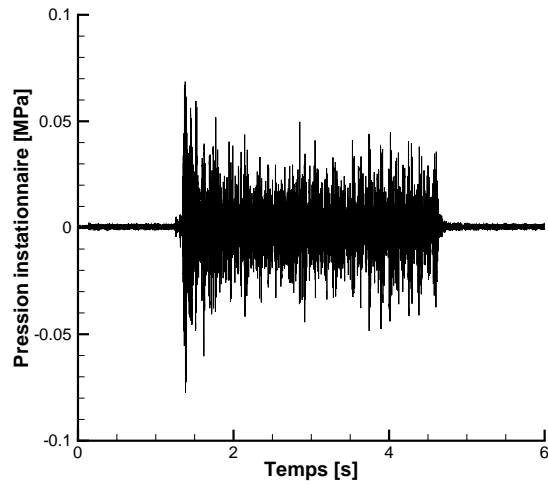
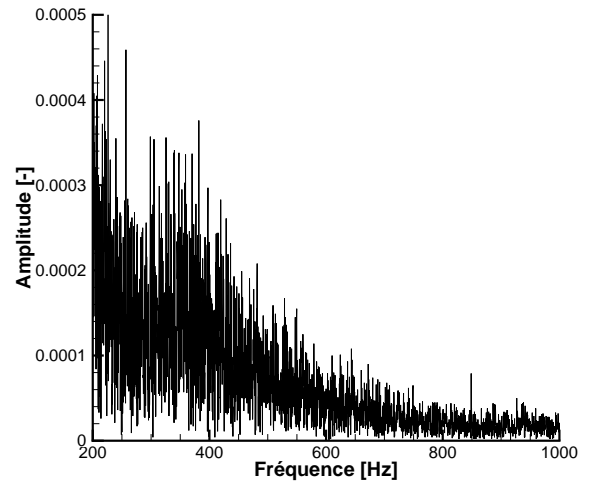


FIGURE 4.7 – FFT glissantes à différents instants.

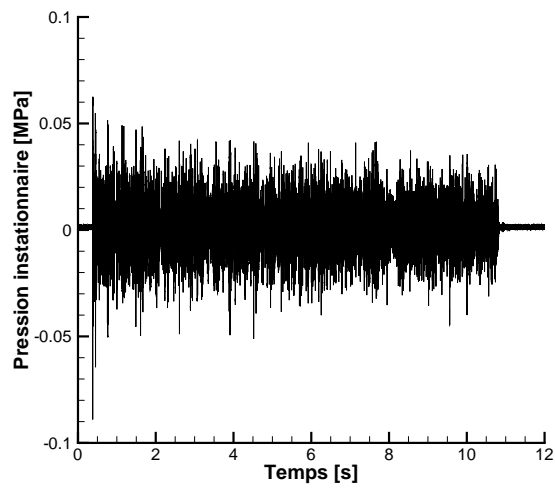
Dans le cas de l'essai Hyprogeo 05, le premier mode est présent dès le début de l'essai (Figure 4.10a). Ce mode subit un glissement fréquentiel en passant de 600 Hz à 550 Hz en 6 s. Le second mode apparaît alors avec une fréquence de 710 Hz, tandis que le premier mode disparaît. Ce second mode subit alors à son tour un glissement fréquentiel, passant de 710 Hz à 680 Hz à la fin de l'essai.



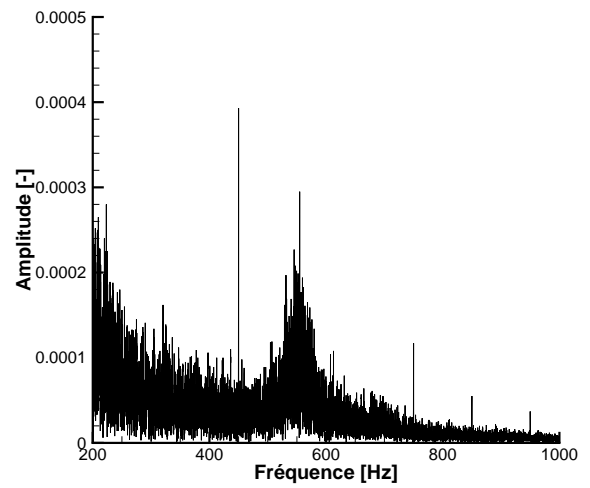
(a) Pression instationnaire



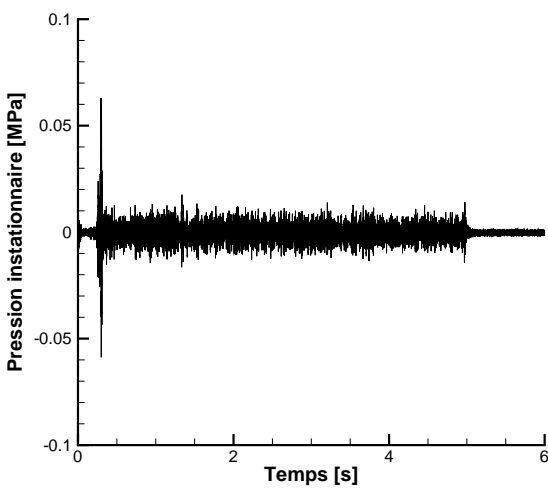
(b) FFT



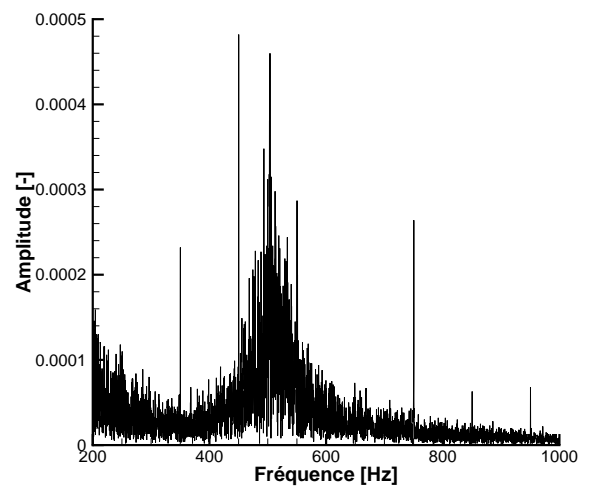
(c) Pression instationnaire



(d) FFT

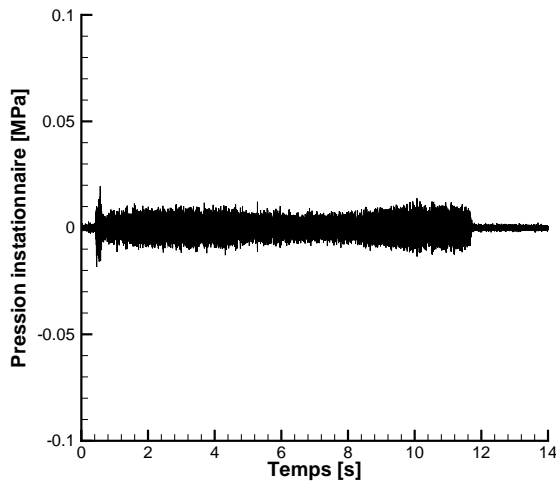


(e) Pression instationnaire

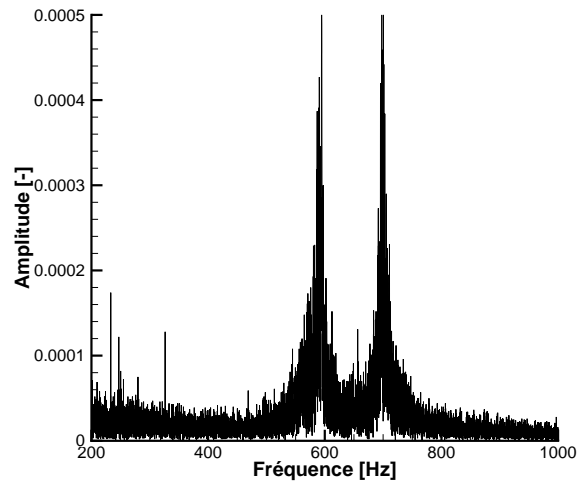


(f) FFT

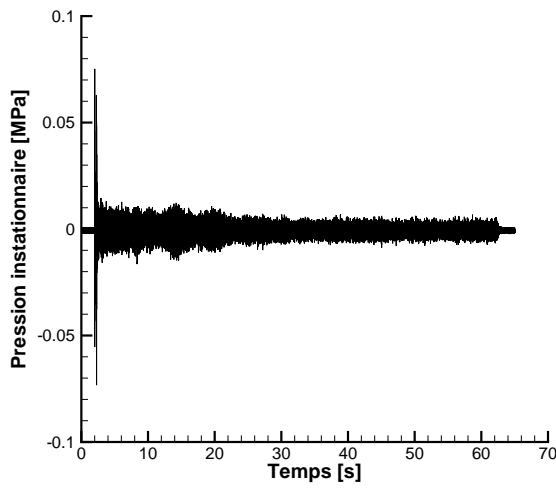
FIGURE 4.8 – Essais Hytelsat 06 (haut), 03 (milieu) et 15 (bas).



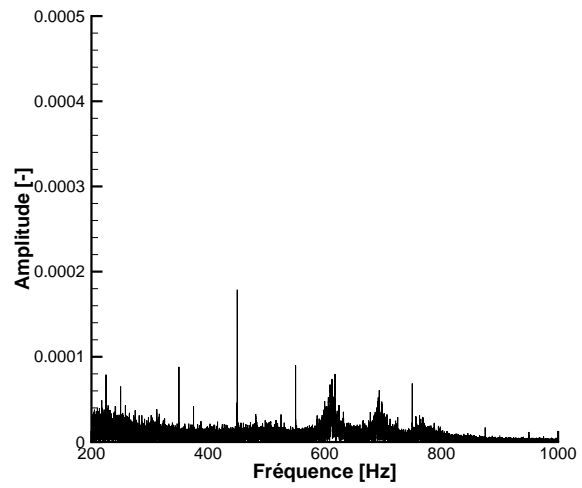
(a) Pression instationnaire



(b) FFT



(c) Pression instationnaire



(d) FFT

FIGURE 4.9 – Essais Hyprogeo 05 (haut) et Hytelsat 14 (bas).

Dans le cas de l'essai Hytelsat 14 (Figure 4.10b), le premier mode n'apparaît qu'après 12 s. Une fois ce premier mode apparu, il subit un glissement fréquentiel jusqu'à 18 s avant de disparaître pour faire place à un second mode qui va à son tour subir un glissement fréquentiel. Enfin, un troisième et dernier mode apparaît à 25 s, coïncidant également avec la disparition du mode précédent. Ce dernier mode sera présent jusqu'à 30 s. Passé cet instant, aucune fréquence caractéristique entre 200 et 1000 Hz ne sera détectée jusqu'à la fin de l'essai ($t_f = 58$ s).

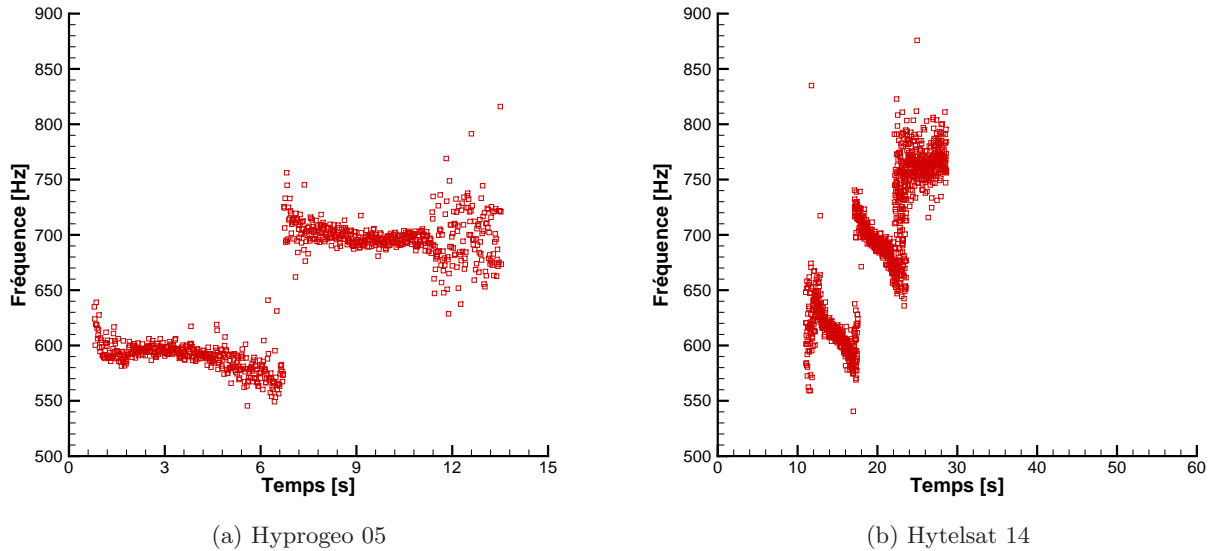


FIGURE 4.10 – Transformées de Hilbert.

Une analyse similaire a été effectuée sur chacun des essais de la base de données présentés dans le Tableau 4.1. Certains essais n'ont montré aucune fréquence caractéristique particulière dans la gamme de fréquence étudiée, comme c'est le cas de l'essai Hytelsat 06. D'autres essais ont révélé la présence d'un ou de plusieurs modes au cours du fonctionnement du moteur. Ces modes subissent un glissement fréquentiel et ne sont jamais présents simultanément. Ces comportements sont très similaires à ceux décrits dans la littérature et exposés au Chapitre 1 dans le cas de l'utilisation d'une injection d'oxydant gazeuse.

Si ces instabilités sont d'origine hydrodynamique, les propriétés de l'écoulement jouent un rôle important pour le comportement des instabilités ainsi que pour les niveaux et fréquences des oscillations de pression. L'écoulement est en partie caractérisé par la géométrie du canal central et par le débit des gaz. Le flux massique étant fonction de ces deux paramètres, son évolution dans la chambre de combustion est étudiée en parallèle des oscillations de pression. Ceci a pour but d'analyser les conditions dans lesquelles les instabilités apparaissent et d'identifier un éventuel lien avec le flux massique dans la section de sortie du bloc de combustible.

Lors des essais issus de la base de données les protections thermiques utilisées se sont ablatées et ont contribué à une part importante, pouvant aller jusqu'à 50 %, du débit de combustible. Il est cependant difficile de connaître la manière dont ces protections se sont pyrolysées, et donc difficile de déterminer le débit de combustible effectif passant dans la section de sortie du canal central. Les rapports de mélange étant compris entre 3.6 et 12.8, la principale contribution au débit total dans le canal de la chambre de combustion provient du débit d'oxydant, connu puisque mesuré expérimentalement. Par conséquent, on ne considérera dans un premier temps que le flux massique d'oxydant. Ce dernier est le rapport entre le débit issu de l'injection d'oxydant et la section de passage du canal à la fin du bloc de combustible :

$$(\rho u)_{ox}(t) = \frac{4\dot{m}_{ox}(t)}{\pi D^2(t)} \quad (4.2)$$

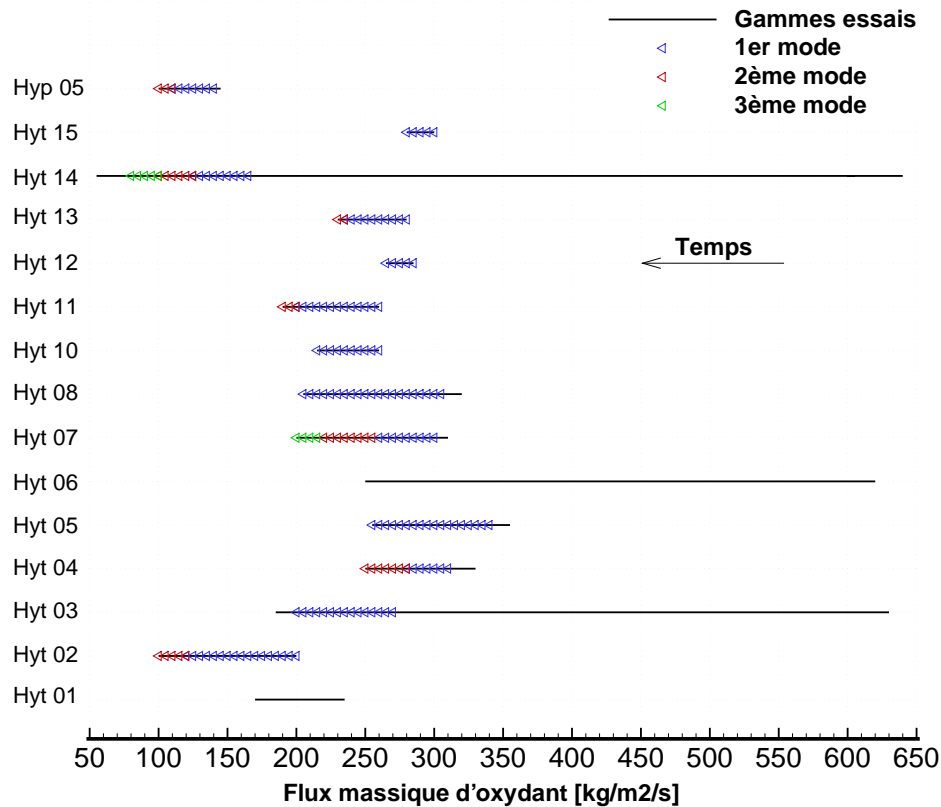


FIGURE 4.11 – Influence du flux massique d'oxydant sur la présence des oscillations de pression.

Les évolutions des instabilités sont connues en fonction du temps grâce à l'étude des signaux de pression expérimentaux. Afin de représenter ces évolutions en fonction du flux massique d'oxydant, il est nécessaire de connaître l'évolution de celui-ci au cours du temps (eq. (4.2)). Hormis dans le cas de l'essai Hytelsat 14, le débit d'oxydant est constant au cours du temps. La mesure du diamètre final à la fin du bloc de combustible permet de calculer la plage du flux massique d'oxydant au cours de chaque essai (Tableau 4.3). Afin de déterminer l'évolution du flux au cours du temps, il est nécessaire de connaître l'évolution du diamètre à la fin du bloc de combustible. Les capteurs ultrasonores n'étant pas installés à cette position, il faut donc calculer le diamètre en fonction du temps à partir de la loi de vitesse de régression (eq. (2.2)). Les coefficients de la loi sont déterminés à partir de la base de données et ajustés à chaque essai pour que le diamètre final calculé soit égal au diamètre expérimental mesuré. Ainsi, le coefficient b est obtenu à partir de l'ensemble de la base de donnée¹ et le coefficient a est adapté pour chaque essai. La superposition de l'évolution du flux massique d'oxydant avec la présence ou non des modes d'instabilités est présentée sur la Figure 4.11.

Pour chaque essai, la ligne noire représente la gamme de flux massique d'oxydant durant l'essai. Le diamètre du canal augmentant, le flux massique d'oxydant diminue si le débit est constant. Pour chaque essai, la ligne de flux massique d'oxydant se parcourt donc temporellement dans le sens de la diminution du flux. Lorsque l'analyse des oscillations de pression a révélé la présence d'un mode, celui-ci est reporté dans la gamme de flux dans laquelle il apparaît. Dans les cas où plusieurs modes se suivent durant un essai, ils sont tous indiqués sur la Figure 4.11. Cette représentation permet de mettre en évidence l'influence du flux sur les instabilités. En effet, aucune instabilité n'est observée lorsque le flux massique d'oxydant est supérieur à $350 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$.

1. On dispose d'un nuage de points représentant la vitesse de régression moyenne en fonction du flux massique d'oxydant moyen pour chaque essai. A partir de ces points, on trace une courbe de tendance de type $f(x) = ax^b$, ce qui permet d'obtenir le coefficient b .

Nom de l'essai	$\dot{m}_{fu,bloc} + \dot{m}_{fu,pre-ch}$ [$\text{g} \cdot \text{s}^{-1}$]	$O/F_{bloc+pre-ch}$ [-]	$(\rho u)_0 - (\rho u)_f$ [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$]
Hytelsat 01	14.1	15.9	249 - 181
Hytelsat 02	15.1	4.2	249 - 127
Hytelsat 03	17.9	4.6	765 - 224
Hytelsat 04	8.3	12.4	353 - 267
Hytelsat 05	8.9	12.5	383 - 275
Hytelsat 06	18.8	4.4	760 - 306
Hytelsat 07	11.0	8.9	346 - 225
Hytelsat 08	7.5	13.4	344 - 220
Hytelsat 10	11.7	7.0	297 - 246
Hytelsat 11	9.9	8.3	294 - 213
Hytelsat 12	9.3	8.9	296 - 315
Hytelsat 13	9.9	8.9	311 - 257
Hytelsat 14	11.0	7.7	723 - 62
Hytelsat 15	16.7	5.6	350 - 333
Hyprogeo 05	9.2	7.6	161 - 112

TABLEAU 4.4 – Résultats pour le calcul du flux massique total.

A l'inverse, tous les essais avec un flux plus faible que cette valeur ont montré un ou plusieurs modes d'instabilité, dont les fréquences sont comprises entre 200 et 1000 Hz. L'essai Hytelsat 01 fait néanmoins figure d'exception puisque bien que la gamme de flux massique soit faible, il n'a pas présenté d'instabilités. Il est également intéressant de noter que l'essai Hytelsat 07, utilisant un diaphragme dans la chambre de combustion, a également subi des oscillations de pression avec des sauts de fréquences.

On souhaite désormais étudier l'influence de la vitesse de l'écoulement à la fin du canal central sur les instabilités. La première analyse a été basée sur l'hypothèse que le débit de combustible était faible devant celui de l'oxydant dans le canal de la chambre de combustion. Bien que justifiable dans les cas où le rapport de mélange est élevé, cette approximation peut néanmoins être remise en cause pour les faibles rapports de mélange si l'on souhaite calculer la vitesse de l'écoulement dans le canal. Par exemple, un rapport de mélange de 4 indique que le débit de combustible vaut 25 % du débit d'oxydant, ce qui pourrait représenter une sous-estimation de 20 % sur la vitesse de l'écoulement. De même, un rapport de mélange de 12 impliquerait une sous-estimation potentielle de la vitesse de 7.7 %. Par conséquent et afin de limiter l'erreur sur le calcul de la vitesse, on souhaite prendre en compte le débit de combustible et calculer le flux massique total. Cependant, le débit de combustible moyen donné dans le Tableau 4.2, et qui permet le calcul du rapport de mélange total, prend en compte la masse brûlée du bloc de combustible mais également celle des protections thermiques dans les pré et post-chambres. Le flux massique total à la fin du bloc de combustible doit prendre en compte le débit de combustible issu du bloc de combustible ainsi que celui de la pré-chambre, et est donc donné par la relation suivante (sous l'hypothèse que le débit sur la face latérale arrière du bloc est nul) :

$$(\rho u)(t) = \frac{4[\dot{m}_{ox}(t) + \dot{m}_{fu,bloc}(t) + \dot{m}_{fu,pre-ch}(t)]}{\pi D^2(t)} \quad (4.3)$$

Bien que le débit de combustible ne soit probablement pas constant au cours de l'essai, on considère un débit moyen basé sur la masse brûlée. Le Tableau 4.4 présente les débits de combustible, rapport de mélange et flux massique total en prenant en compte les débits issus du bloc solide et de la protection thermique de la pré-chambre.

A partir de ces données il est possible de retracer la Figure 4.11 en prenant en compte le flux massique total et pas seulement le flux d'oxydant. Les résultats sont donnés sur la Figure 4.12 et sont similaires à ceux obtenus précédemment.

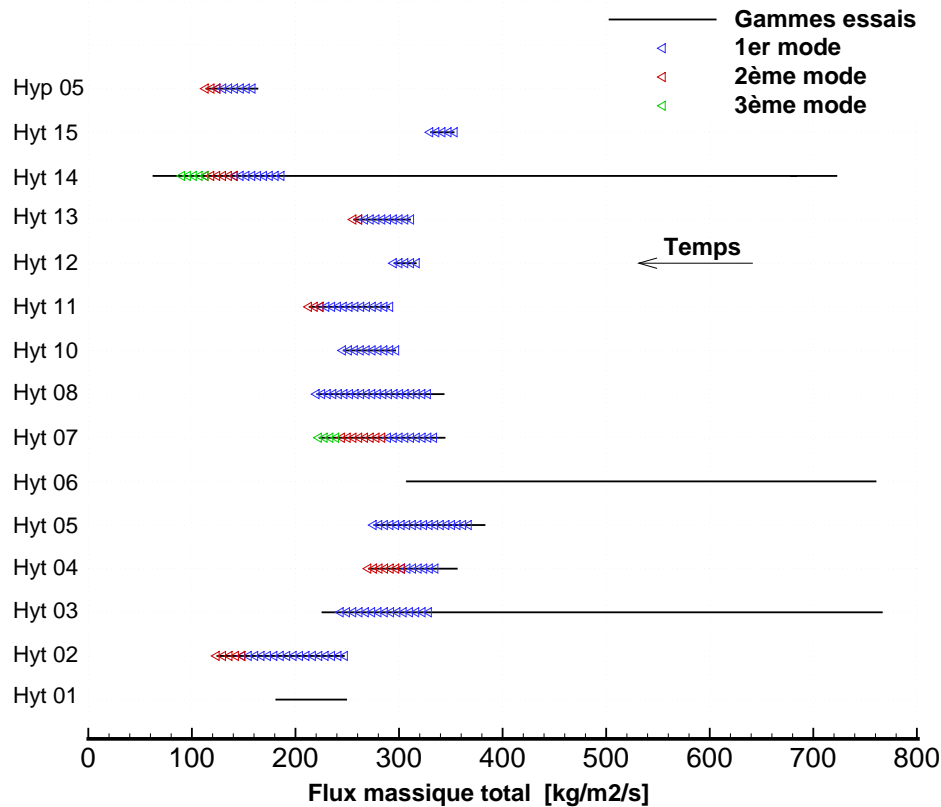


FIGURE 4.12 – Influence du flux massique total sur la présence des oscillations de pression.

On rappelle enfin que les diamètres finaux des essais Hytelsat 05, 06, 07 et 08 ont été estimés à partir de la masse brûlée, et ne correspondent donc pas nécessairement à la valeur réelle, ce qui peut induire une erreur sur la valeur de flux massique à la fin des essais. Afin d'estimer l'erreur potentielle sur le diamètre et le flux massique, le calcul du diamètre à partir de la masse brûlée a été effectué pour les essais dont la valeur a été mesurée. Les résultats sont donnés dans le Tableau 4.5.

On constate que l'erreur sur le diamètre varie entre 4.3 et 32.1 % pour une valeur moyenne de 18.4 %, ce qui entraîne une erreur moyenne de 27.5 % sur le flux massique. Ces erreurs importantes sont en partie dues aux effets de bord à la fin du bloc de combustible qui sont observés sur certains essais. Par exemple, le diamètre final mesuré à la fin du bloc de combustible lors de l'essai Hytelsat 12 est plus faible que le diamètre initial, ce qui pourrait sembler être une aberration. Ce point sera discuté plus tard dans le manuscrit (Chapitre 6). Il faut donc rester vigilant à propos des résultats présentés pour les essais Hytelsat 05, 06, 07 et 08 pour lesquels le diamètre final exact n'est pas connu.

Le flux massique total traduit la vitesse de l'écoulement en sortie du canal de la chambre de combustion. Si le flux est élevé, il n'y a pas d'oscillations de pression clairement identifiées dans la gamme de fréquence étudiée. Afin d'analyser l'effet de la vitesse, la densité théorique de l'écoulement ρ_{th} qui dépend notamment de la pression est calculée à partir d'un code d'équilibre thermodynamique [5] et pour chaque essai, et est donnée dans le Tableau 4.3. Le flux massique total est alors traduit en vitesse, via la densité, et la Figure 4.13 présente les résultats.

Essai	D_f mesuré [mm]	D_f calculé [mm]	Erreur sur D_f [%]	Erreur sur $(\rho u)_f$ [%]
Hytelsat 01	41.0	42.8	4.3	8.0
Hytelsat 02	28.0	31.5	12.4	20.9
Hytelsat 03	24.0	29.3	22.0	32.9
Hytelsat 04	23.0	26.0	13.2	21.9
Hytelsat 10	22.0	25.3	14.9	24.3
Hytelsat 11	23.5	26.0	10.5	18.1
Hytelsat 12	19.4	25.6	32.1	42.7
Hytelsat 13	22.0	25.8	17.5	27.6
Hytelsat 14	48.0	62.4	29.9	40.8
Hytelsat 15	20.5	26.7	30.4	41.2
Hyprogeo 05	30.0	34.5	15.0	24.3
Moyenne			18.4	27.5

TABLEAU 4.5 – Erreur due à la méthode de calcul du diamètre à partir de la masse brûlée.

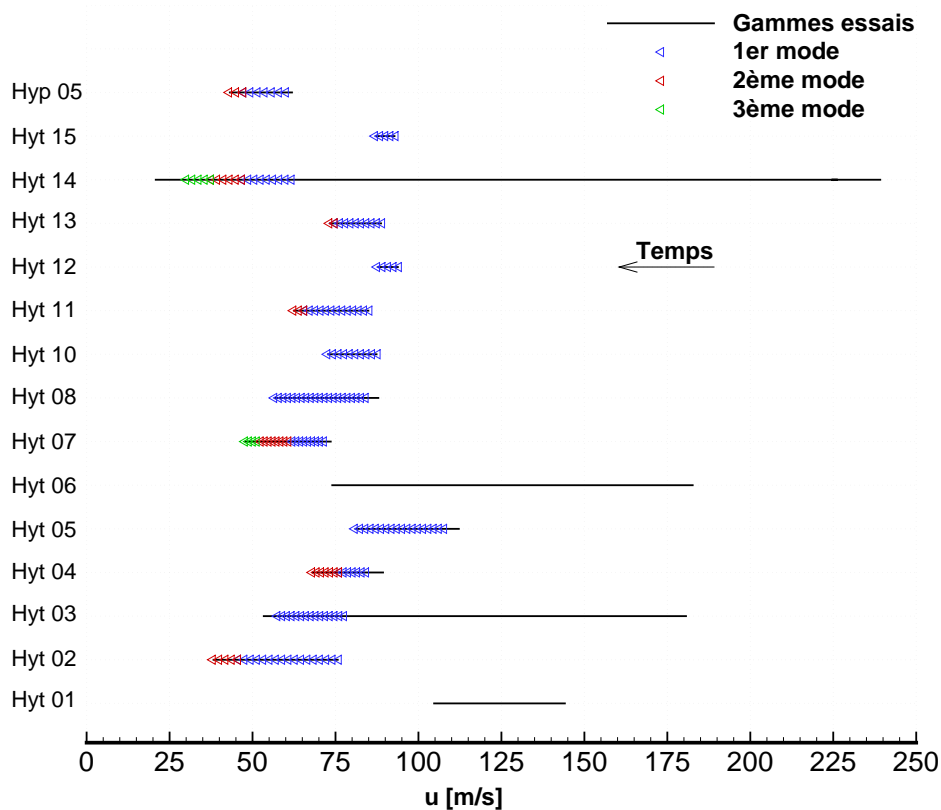


FIGURE 4.13 – Influence de la vitesse sur la présence des oscillations de pression.

Nous avons vu que lors de l'essai Hytelsat 01 aucune instabilité à une fréquence claire n'avait pu être identifiée, alors que la gamme de flux massique pour ce tir se situe dans une zone pour laquelle d'autres essais ont montré la présence de modes d'instabilité (Figure 4.12). La pression au cours de cet essai, égale à 1.50 MPa, est plus faible que pour les autres tirs dont les valeurs varient entre 2.72 et 4.30 MPa. Cette différence de pression a une influence sur la densité et donc sur les vitesses au sein du moteur. La gamme des vitesses obtenues lors de cet essai se retrouve alors dans une zone où les autres essais n'ont également montré aucune instabilité. Ceci semble donc indiquer que le critère le plus pertinent pour l'analyse des instabilités est la vitesse de l'écoulement. Celle-ci peut être déterminée de manière approximative sur la base du flux massique total, estimé expérimentalement, et de la densité calculée théoriquement.

4.2.2.2 Analyse en amplitude

L'analyse du comportement fréquentiel des instabilités a été présentée dans le paragraphe précédent, et on s'intéresse désormais à l'amplitude de ces instabilités. La méthode classique de l'étude en amplitude des fluctuations d'un signal est l'utilisation du rms (root mean square) de ce même signal. Le rms d'un signal discret est donné par la relation suivante :

$$x_{rms} = \sqrt{\frac{1}{n} \left(\sum_{i=1}^n x_i^2 \right)} \quad (4.4)$$

Afin d'étudier précisément l'amplitude des instabilités que l'on souhaite étudier, les signaux de pressions ont été filtrés dans des gammes de fréquences permettant de s'affranchir de tous les autres phénomènes. Le calcul du rms est ensuite effectué sur les signaux filtrés. Le Tableau 4.6 donne les gammes de fréquences utilisées pour le filtrage ainsi que les rms moyens des essais analysés. A noter qu'il aurait aussi été possible d'utiliser le traitement en amplitude de la transformée de Hilbert.

Essai	Fréquences de coupure [Hz]	rms [MPa]
Hytelsat 02	480 - 1000	$2.3 \cdot 10^{-3}$
Hytelsat 03	480 - 650	$1.6 \cdot 10^{-3}$
Hytelsat 04	200 - 1000	$6.2 \cdot 10^{-3}$
Hytelsat 10	400 - 550	$1.8 \cdot 10^{-3}$
Hytelsat 14	550 - 850	$0.9 \cdot 10^{-3}$
Hytelsat 15	400 - 1000	$1.6 \cdot 10^{-3}$
Hyprogeo 05	520 - 1000	$3.1 \cdot 10^{-3}$

TABLEAU 4.6 – Gammes de fréquences et rms moyens des essais avec injection d'oxydant liquide.

Pour chacun des essais analysés le rms des signaux de pression filtré est du même ordre de grandeur et varie entre $1 \cdot 10^{-3}$ et $6 \cdot 10^{-3}$ MPa. Afin d'étudier en parallèle les comportements en fréquence et en amplitude, le calcul d'un rms glissant a été effectué. Il s'agit de calculer le rms au cours du temps et sur des fenêtres temporelles fixés à 0.5 s. Il est ainsi possible d'étudier l'évolution de l'amplitude des fluctuations de pressions analysées. Le résultat obtenu est ensuite superposé à la transformée de Hilbert (temps - fréquence).

La Figure 4.14 présente les résultats de cette méthode appliquée aux essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14.

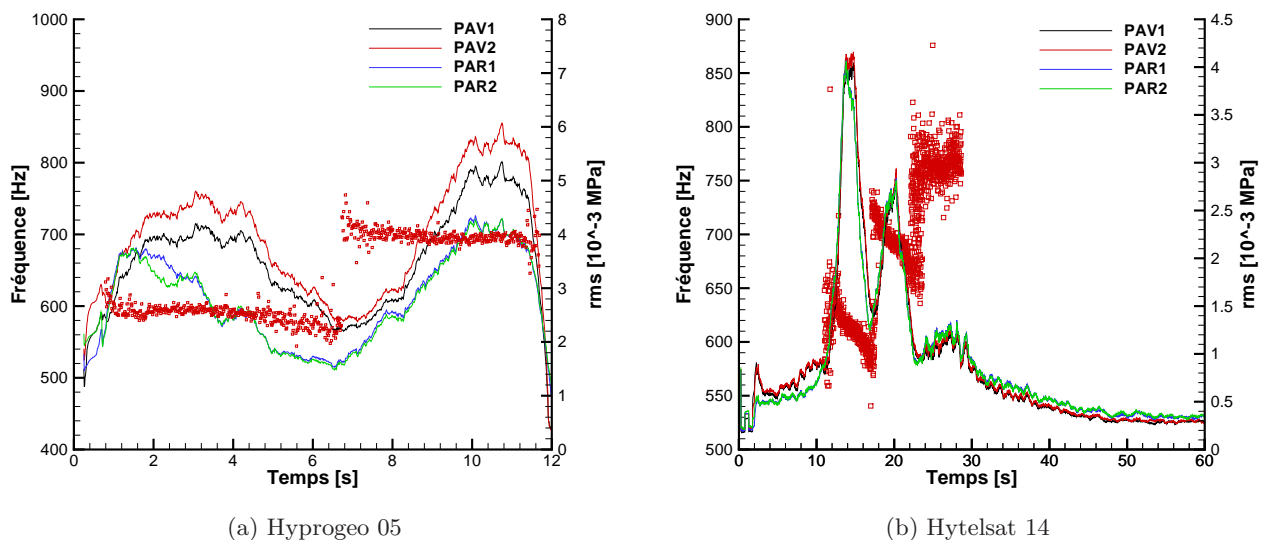


FIGURE 4.14 – rms et transformées de Hilbert des essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14.

On constate dans les deux cas que pour chaque mode d'instabilité, une première phase d'augmentation du rms est présente au début de l'instabilité. Passé cette première phase le rms diminue au cours du temps avant de ré-augmenter à l'apparition d'un nouveau mode. Alors que les instabilités sont présentes dès le début de l'essai Hyprogeo 05 elles n'apparaissent qu'après environ 10 s dans le cas de l'essai Hytelsat 14. Pour cet essai on constate que durant cette première phase sans instabilités, le rms des signaux de pression augmente lentement avant de subir une forte augmentation à l'apparition du premier mode. De même, après la fin du troisième mode le rms diminue continuellement jusqu'à la fin de l'essai.

La Figure 4.15 présente les résultats obtenus pour les essais Hytelsat 02 et 03.

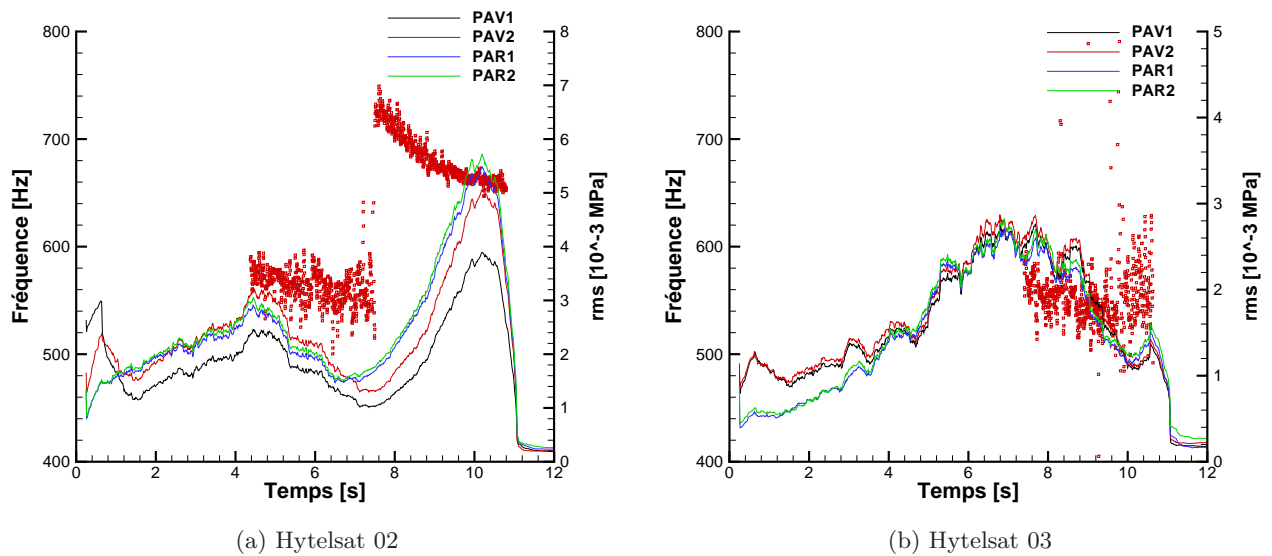


FIGURE 4.15 – rms et transformées de Hilbert des essais Hytelsat 02 et Hytelsat 03.

Dans ces deux cas durant la première partie des essais aucune instabilité n'a été mise en évidence au niveau fréquentiel. On remarque cependant qu'en termes d'amplitude, le rms des signaux augmente progressivement jusqu'à l'apparition d'un premier mode d'instabilité. Une fois ce premier mode établi, le rms commence alors à diminuer. On observe enfin un comportement similaire pour les essais Hytelsat 10 et 15, pour lesquels le rms diminue une fois l'instabilité établie (Figure 4.16).

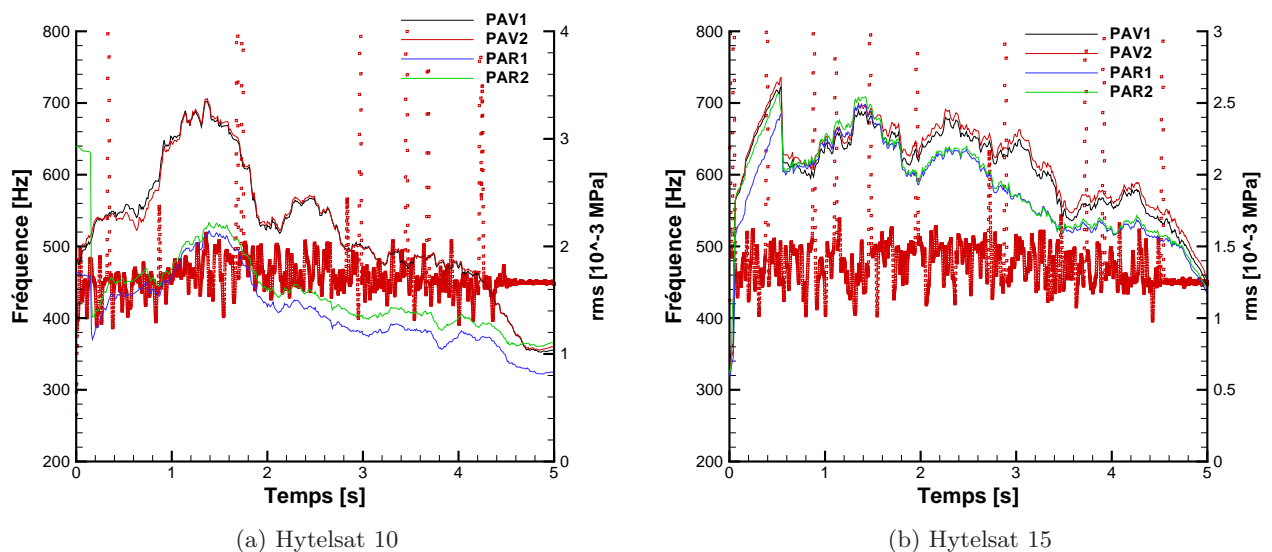


FIGURE 4.16 – rms et transformées de Hilbert des essais Hytelsat 10 et Hytelsat 15.

La Figure 4.17 présente les résultats pour l'essai Hytelsat 04. On constate une augmentation du rms pendant le second mode d'instabilité comme cela a été observé lors de l'essai Hyprogeo 05.

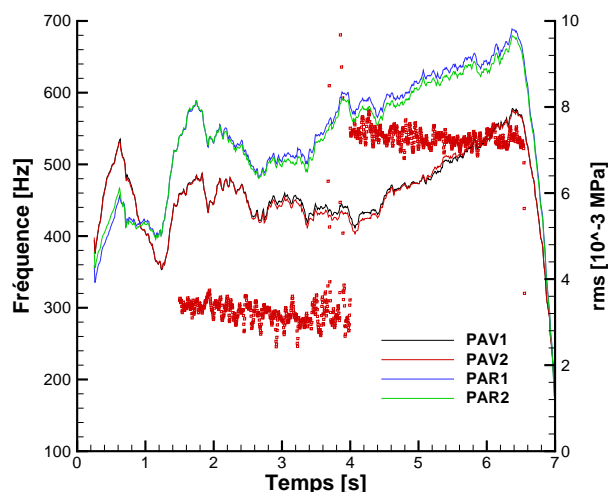


FIGURE 4.17 – rms et transformée de Hilbert de l'essai Hytelsat 04.

Cette analyse a permis de mettre en parallèle les comportements fréquentiels et en amplitude des instabilités observées lors de ces essais. Pour la majorité d'entre eux une première phase d'augmentation du rms précède une diminution de celui-ci après l'établissement des différents modes d'instabilités, le rms augmentant à nouveau après chaque changement de mode lorsqu'il y en a.

4.3 Conclusion partielle

Ce chapitre a présenté la base de données disponible au Laboratoire de Propulsion concernant des essais du moteur HYCOM, réalisés avec le couple peroxyde d'hydrogène liquide concentré à 87.5 % comme oxydant et polyéthylène comme combustible. Ces essais ont montré de faibles rendements de combustion lorsque le rapport de mélange moyen était proche de la valeur stœchiométrique.

Chaque essai a été analysé en termes d'oscillations de pression grâce à l'emploi de la FFT. Des instabilités à basses fréquences (< 200 Hz) ont été observées pour chaque essai. Elles peuvent provenir d'un couplage avec le système d'injection lors de la mise en régime du moteur ou encore des instabilités intrinsèques des moteurs hybrides. Pour étudier les phénomènes hydrodynamiques, dont les fréquences sont comprises entre 200 et 2000 Hz, une analyse par FFT et par transformée de Hilbert a été effectuée sur les signaux de pression filtrés. Des pics d'instabilités, subissant des glissements et des sauts fréquentiels, ont été observés pour la grande majorité des essais.

Les influences du flux massique total et de la vitesse de l'écoulement, sur la présence ou non de ces instabilités, ont été mises en évidence. Il apparaît que les instabilités ne se développent pas lorsque la vitesse de l'écoulement est élevée dans la section de sortie du canal central de la chambre de combustion.

Enfin, les essais ont été analysés en termes d'amplitude des fluctuations de pression. Lors de l'apparition de chacun des modes il a été observé une augmentation du rms, même lorsque les instabilités n'ont pas été détectées par les FFT ou transformées de Hilbert, suivie d'une diminution de celui-ci au cours des essais.

L'ensemble des essais présentés ont été effectués avec une injection d'oxydant liquide. Il serait intéressant d'étudier l'influence du type d'injection sur les phénomènes observés et décrits dans ce chapitre, sachant de plus que des simulations numériques monophasiques sont plus simples à appréhender. Le chapitre suivant va donc se concentrer sur l'analyse expérimentale puis numérique d'un essai réalisé dans une configuration avec injection d'oxydant gazeuse.

Chapitre 5

Analyse expérimentale et numérique d'un essai avec injection d'oxydant gazeux

*Ce chapitre a pour objectif de présenter un essai réalisé avec l'utilisation d'un catalyseur, permettant une injection d'oxydant gazeuse, ainsi que des simulations numériques 2D et 3D associées à cette configuration. Les conditions opératoires de l'essai et les résultats en termes de performances sont d'abord exposés. Une analyse des instabilités est également effectuée afin d'étudier l'influence du mode d'injection de l'oxydant. Dans un second temps des simulations numériques, validées par cet essai, sont présentées et analysées afin d'obtenir une meilleure compréhension de l'écoulement interne du moteur.*¹

Sommaire

5.1	Analyse expérimentale	58
5.1.1	Conditions opératoires	58
5.1.2	Résultats de l'essai	59
5.2	Analyse numérique	60
5.2.1	Modèles communs aux simulations 2D et 3D	60
5.2.2	Simulation 2D U-RANS	62
5.2.3	Simulation 3D MILES	69
5.3	Conclusion partielle	74

La réalisation de simulations numériques associées aux essais décrits dans le Chapitre 4 s'avère difficile puisqu'elle met en œuvre des phénomènes complexes tels que la combustion, la turbulence, la pyrolyse du combustible ou encore le rayonnement, et s'applique à un écoulement diphasique avec atomisation et vaporisation de l'oxydant initialement liquide. Afin de simplifier les simulations numériques, il a été envisagé de considérer un écoulement monophasique dans le moteur. Cependant, bien que plus simples à réaliser, les simulations numériques monophasiques ne pouvaient pas être validées expérimentalement puisque tous les essais disponibles dans la base de données étaient basés sur une configuration d'injection liquide.

Un essai avec injection d'oxydant gazeux a donc été effectué avec un double objectif. Le premier objectif était de comparer les résultats en termes de stabilité entre les différents types d'injection. Dans l'hypothèse où les deux configurations aboutissent à des comportements similaires, le second objectif de l'essai avec injection gazeuse est de valider des simulations numériques qui permettront de mieux comprendre et analyser l'origine des instabilités.

1. Une partie de ce chapitre a fait l'objet d'un article dans le Journal of Propulsion and Power : « *Vortex shedding influence on hybrid rocket pressure oscillations and combustion efficiency* » [62].

5.1 Analyse expérimentale

5.1.1 Conditions opératoires

La configuration du moteur avec catalyseur a été décrite dans le Chapitre 3. Le système avec un injecteur liquide (aussi appelé atomiseur) est remplacé par le couple catalyseur et injecteur gazeux (Figure 5.1). L'injecteur gazeux utilisé est une plaque perforée dont les détails sont donnés sur la Figure 5.2. Il permet de réaliser une injection axiale d'oxydant dans le moteur.

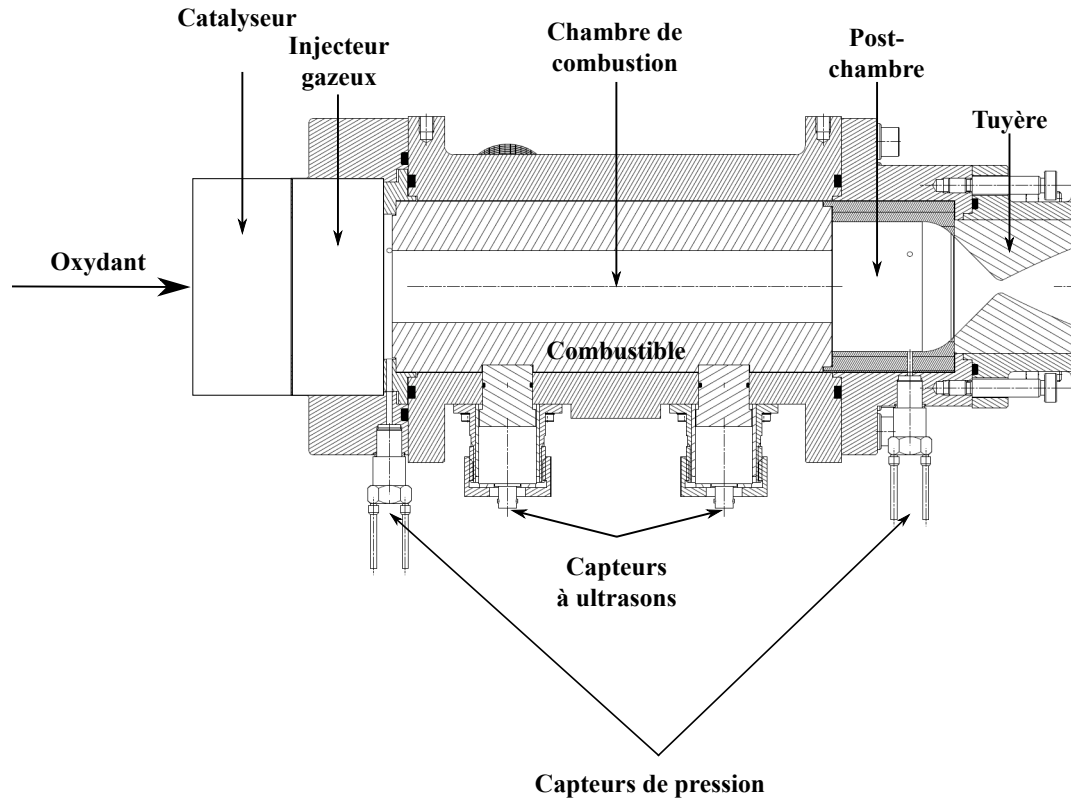
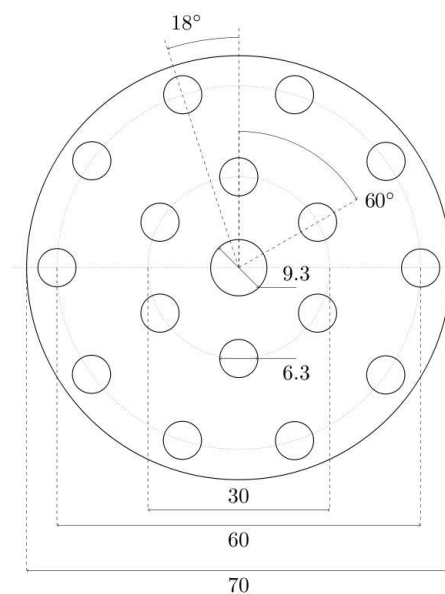


FIGURE 5.1 – Coupe longitudinale du moteur HYCOM en configuration catalyseur.



(a) Photo de l'injecteur



(b) Schema de l'injecteur

FIGURE 5.2 – Injecteur gazeux à trous utilisé pour l'essai avec catalyseur.

Afin d'obtenir un écoulement monophasique, il est nécessaire de combiner l'utilisation d'une injection d'oxydant gazeuse avec un combustible non liquéfiable. Tout comme les essais précédents, le couple (H_2O_2) concentré à 87.5 % en tant qu'oxydant et polyéthylène (PE) en tant que combustible sera donc utilisé, le peroxyde d'hydrogène étant facilement décomposable par un catalyseur.

Les conditions opératoires de l'essai avec catalyseur (Hytelsat 27) sont données dans le Tableau 5.1.

Nom de l'essai	D_0 [mm]	L_{fu} [mm]	D_c [mm]	Σ [-]	Commentaires
Hytelsat 27	25	240	7.0	6.3	Injecteur à trous

TABLEAU 5.1 – Conditions initiales de l'essai avec injection d'oxydant gazeux.

5.1.2 Résultats de l'essai

Les évolutions instantanées des différentes grandeurs sont présentées sur la Figure 5.3.

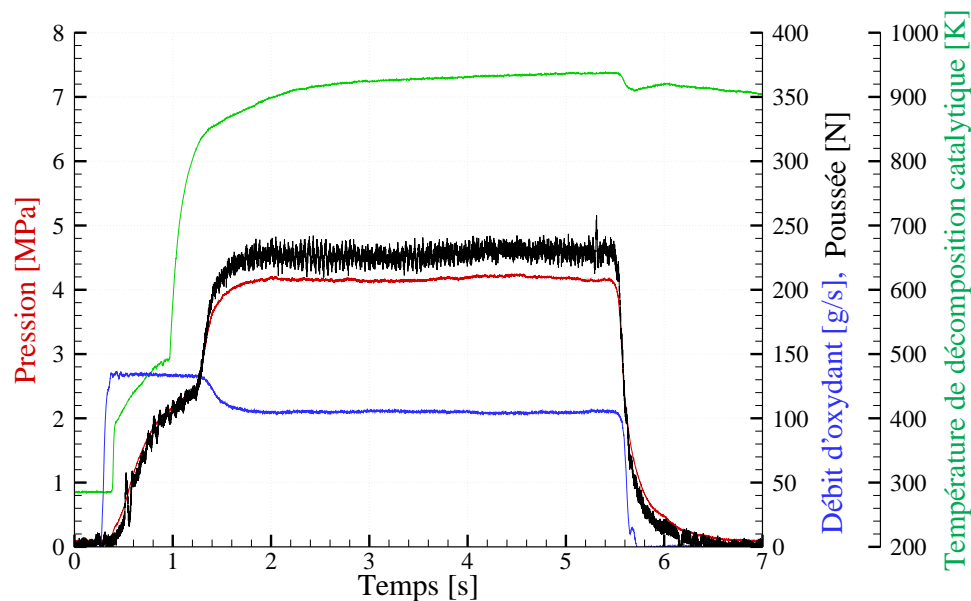


FIGURE 5.3 – Evolutions instantanées lors de l'essai Hytelsat 27.

Une première phase en fonctionnement monergol d'environ 1 s, caractérisée par un premier niveau de débit d'oxydant, une augmentation de la température en sortie de catalyseur et de la pression dans le moteur, a d'abord été observée. La phase hybride a ensuite débuté et duré légèrement plus de 4 s, avec un second niveau de débit d'oxydant et de pression. Les résultats de l'essai ont été moyennés sur la phase hybride et sont donnés dans les Tableaux 5.2 et 5.3.

Durée [s]	P_{ch} [MPa]	\dot{m}_{ox} [$g \cdot s^{-1}$]	\dot{m}_{fu} [$g \cdot s^{-1}$]	F [daN]	D_f [mm]	O/F [-]	ρ_{th} [$kg \cdot m^{-3}$]
4.30	4.15	105.1	11.0	22.6	26.0	9.6	4.26

TABLEAU 5.2 – Résultats de l'essai Hytelsat 27 - mesures.

c^* [$m \cdot s^{-1}$]	I_{sp} [s]	η_c [%]	η_{tot} [%]	$(\rho u)_{ox,0} - (\rho u)_{ox,f}$ [$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$]
1367	199	88	82	214 - 198

TABLEAU 5.3 – Résultats de l'essai Hytelsat 27 - performances et flux.

Le calcul de la FFT et de la transformée de Hilbert sur le signal de pression a été effectué et est présenté sur la Figure 5.4. La résolution fréquentielle, égale au rapport entre la fréquence d'échantillonnage et le nombre de points, est de 0.05 Hz.

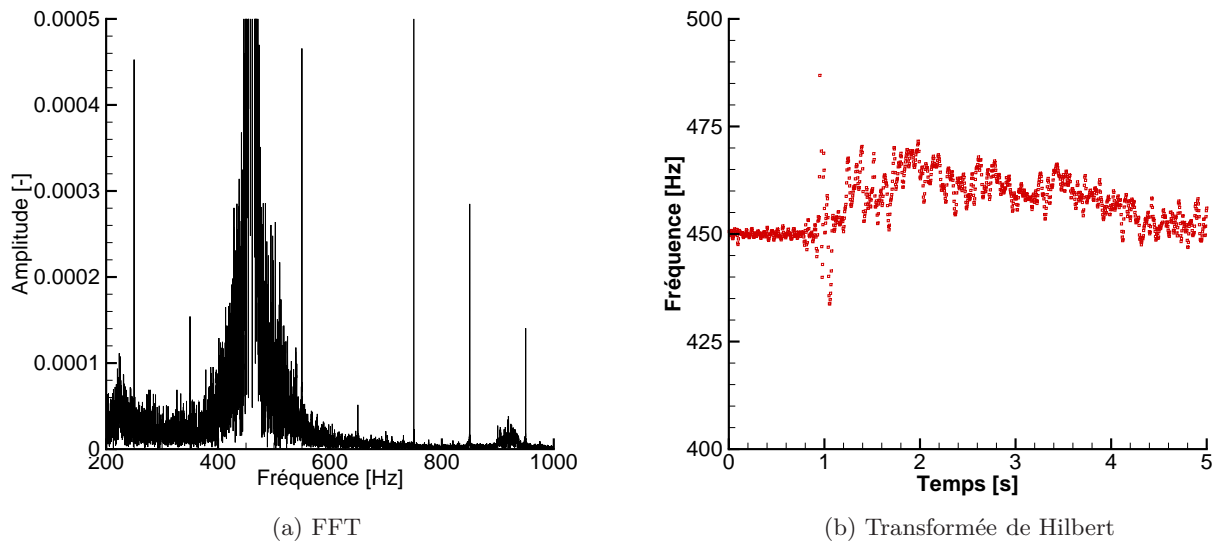


FIGURE 5.4 – FFT et transformée de Hilbert pour l'essai Hytelsat 27.

On observe une instabilité aux alentours de 470 Hz, apparaissant dès le début de la phase hybride. Il s'agit du même ordre de grandeur de fréquence que les instabilités observées lors des essais avec injection d'oxydant liquide (pour des conditions de pression et de débit très semblables). De plus, un glissement fréquentiel est également observé, la fréquence diminuant d'environ 15 Hz au cours de l'essai. Ces deux éléments semblent indiquer que les deux configurations d'injection d'oxydant sont soumises aux mêmes phénomènes d'instabilités. Des simulations numériques peuvent donc être effectuées en considérant un écoulement gazeux afin d'identifier l'origine de ces instabilités.

5.2 Analyse numérique

L'objectif des simulations est d'obtenir une meilleure compréhension de l'écoulement interne du moteur. Deux catégories de simulations ont été effectuées et sont 2D-axisymétrique ou 3D.

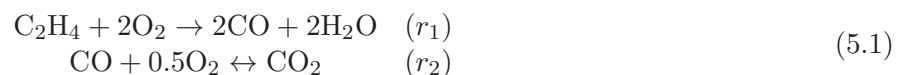
5.2.1 Modèles communs aux simulations 2D et 3D

Géométrie du moteur

Bien que les simulations soient instationnaires, la géométrie du moteur est fixée à l'instant initial de l'essai. La vitesse de régression expérimentale du combustible étant de l'ordre de $0.35 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, et celle de l'écoulement étant comprise entre 10 et $50 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (soit un nombre de Mach M de l'ordre de 0.01 à 0.05), la variation de géométrie peut être supposée négligeable pour le calcul à l'instant initial.

Modèle de combustion

La combustion est prise en compte à travers un modèle de cinétique à deux étapes, proposé par Westbrook et Dryer [85], et faisant intervenir 5 espèces chimiques :



Pour une réaction r donnée, les taux d'avancement des réactions directe d et inverse i sont fonction des concentrations molaires C_m des espèces m :

$$\begin{aligned} W_r^d &= K_r^d(T) \prod_{m \in M} [C_m]^{n_m^d} \\ W_r^i &= K_r^i(T) \prod_{m \in M} [C_m]^{n_m^i} \end{aligned} \quad (5.2)$$

Les vitesses de réactions sont exprimées sous la forme de lois d'Arrhenius :

$$\begin{aligned} K_r^d(T) &= A_r^d T^{\alpha_r^d} \exp\left(-\frac{T_A^d}{T}\right) \\ K_r^i(T) &= A_r^i T^{\alpha_r^i} \exp\left(-\frac{T_A^i}{T}\right) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Pour chaque réaction, il faut donc fournir :

- les exposants n_m^d et n_m^i , généralement égaux aux coefficients stoechiométriques de la réaction,
- les deux constantes d'Arrhenius A_r directe et inverse,
- les deux exposants de température α_r direct et inverse,
- les températures d'activation T_A directe et inverse.

Les valeurs des constantes utilisées pour le modèle sont données dans le Tableau 5.4.

Paramètre \ Réaction	r_1^d	r_1^i	r_2^d	r_2^i
$n_{C_2H_4}$ [-]	1	-	-	-
n_{O_2} [-]	1	-	0.5	-
n_{CO} [-]	-	0	1	-
n_{H_2O} [-]	-	0	-	-
n_{CO_2} [-]	-	-	-	1
A_r [$\text{mol} \cdot \text{m}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$]	$2.4 \cdot 10^{12}$	0	$2.2387 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^8$
α_r [-]	0	0	0	0
T_A [K]	15083	0	21014	20143

TABLEAU 5.4 – Valeur des constantes pour le modèle de cinétique chimique.

Les transferts thermiques par rayonnement ne sont pas pris en compte. Ceux-ci interviennent principalement dans la pyrolyse du combustible solide qui n'est pas calculée dans les simulations.

Composition du mélange d'oxydant décomposé

Afin de déterminer les conditions d'entrée pour les simulations, on considère que le peroxyde d'hydrogène est complètement décomposé avant l'injection dans le moteur. On distinguera le peroxyde d'hydrogène pur, noté $(H_2O_2)_{l,100\%}$, et celui concentré à $Y_{H_2O_2}$ % en masse noté $(H_2O_2)_{l,Y_{H_2O_2}\%}$. Les éléments chimiques sous forme liquide sont annotés de l'indice l et les éléments gazeux n'ont pas d'annotation particulière. Le peroxyde d'hydrogène pur peut se décomposer en dioxygène gazeux et vapeur d'eau selon la réaction suivante :



L'oxydant utilisé lors des essais n'est pas pur mais dilué avec de l'eau, avec une concentration en masse donnée par $Y_{H_2O_2}$. Ce mélange peut alors s'écrire :

$$(H_2O_2)_{l,Y_{H_2O_2}\%} = (H_2O_2)_{l,100\%} + x(H_2O)_l \quad (5.5)$$

avec x la fraction molaire d'eau du mélange à déterminer.

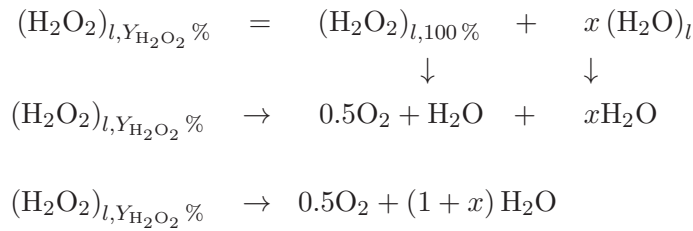
La concentration massique $Y_{H_2O_2}$ du mélange est connue et peut s'écrire sous la forme suivante :

$$Y_{H_2O_2} = \frac{\mathcal{M}_{H_2O_2}}{\mathcal{M}_{H_2O_2} + x\mathcal{M}_{H_2O}} \quad (5.6)$$

Cette relation permet alors de calculer x :

$$x = \frac{\mathcal{M}_{H_2O_2}}{\mathcal{M}_{H_2O}} \left(\frac{1}{Y_{H_2O_2}} - 1 \right) \quad (5.7)$$

La décomposition du peroxyde d'hydrogène et la vaporisation de l'eau du mélange, lors de son passage dans le catalyseur, peut alors s'écrire :



Le mélange décomposé à l'injection dans le moteur s'écrit par conséquent :

$$0.5\text{O}_2 + (1+x)\text{H}_2\text{O} \tag{5.8}$$

On peut donc en déduire les fractions massiques de l'eau et de l'oxygène pour l'oxydant décomposé à l'entrée du moteur :

$$\begin{aligned}
 Y_{\text{H}_2\text{O}} &= \frac{(1+x)\mathcal{M}_{\text{H}_2\text{O}}}{(1+x)\mathcal{M}_{\text{H}_2\text{O}} + 0.5\mathcal{M}_{\text{O}_2}} \\
 Y_{\text{O}_2} &= 1 - Y_{\text{H}_2\text{O}}
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

Pour une concentration $Y_{\text{H}_2\text{O}_2}$ de 87.5 % (valeur expérimentale), la fraction massique de vapeur d'eau $Y_{\text{H}_2\text{O}}$ est de 60 % et celle de dioxygène gazeux Y_{O_2} est de 40 %. On considérera donc un mélange de cette composition pour les simulations.

Conditions aux limites

On fait l'hypothèse que le polyéthylène se pyrolyse en ne formant que de l'éthylène gazeux C_2H_4 et que les parois latérales du bloc de combustible ne régressent pas. En pratique, ces parois régressent très peu pour des essais de courte durée. Les parois non-débitantes sont considérées comme adiabatiques. Les surfaces ou parois d'injection d'oxydant utilisent une condition aux limites de type débit/température imposés. Ces grandeurs sont connues et définies expérimentalement. Le débit de combustible n'est pas connu précisément pour cet essai, à cause d'un problème de mesure des capteurs à ultrasons. Il est donc défini à partir de la valeur moyenne obtenue au cours du tir. De même, la température d'injection du combustible pyrolysé n'est pas calculée ni connue. Certains auteurs de la littérature ont montré que ce paramètre avait peu d'influence pour les simulations étant donné les faibles débits de combustible [48]. La température de pyrolyse du PE est comprise théoriquement entre 800 et 1000 K, elle sera fixée ici à 900 K, valeur égale à la température d'injection de l'oxydant.

5.2.2 Simulation 2D U-RANS

5.2.2.1 Conditions particulières du calcul

Géométrie de l'injecteur

L'injecteur est composé de trous dont l'un est positionné au centre et les autres sur des diamètres différents (Figure 5.2). Pour la simulation axisymétrique, les trous sont remplacés par deux anneaux dont la surface totale est égale à la surface des trous de l'injecteur sur chacun des diamètres (Figure 5.5).

Modèle de turbulence

Les simulations 2D-axisymétriques sont basées sur une approche U-RANS. Le modèle $k - \omega$ SST de Menter [60, 61] est utilisé pour la turbulence et l'hypothèse de Boussinesq est appliquée pour la fermeture des équations. Les valeurs par défaut des constantes C_μ et κ , respectivement 0.09 et 0.41, sont choisies pour les simulations.

En ce qui concerne les valeurs à l'injection des grandeurs turbulentes k et ω , on se base sur les 3 relations suivantes :

$$\begin{aligned} k &\sim \frac{3}{2}u_{\infty}^2 T_u^2 \\ \varepsilon &\sim k^{3/2}l^{-1} \quad \text{avec } l \sim 0.1L_{caract} \\ \omega &\sim 10\varepsilon k^{-1} \end{aligned} \quad (5.10)$$

avec u_{∞} la vitesse de l'écoulement, T_u le taux de turbulence et L_{caract} une longueur caractéristique prise égale au diamètre du canal central.

Le taux de turbulence à l'injection n'est pas connu ni accessible expérimentalement. Il a été fixé à 5 % pour la simulation ce qui correspond à une turbulence dite modérée.

Conditions aux limites et initiales

Le résumé des conditions aux limites (dont un schéma de principe est présenté sur la Figure 5.6) et initiales est donné dans le Tableau 5.5.

	P [MPa]	T [K]	ρu [kg · m ⁻² · s ⁻¹]	$Y_{O_2} - Y_{H_2O} - Y_{C_2H_4}$ [-]	k [m ² · s ⁻²]	ω [s ⁻¹]
Conditions aux limites						
Entrée - Oxydant	-	900	185.4	0.4 - 0.6 - 0.0	0.8	$3.9 \cdot 10^3$
Entrée - Combustible	-	900	0.584	0.0 - 0.0 - 1.0	0.004	225
Sortie - Tuyère	0.1	300	0.0	0.4 - 0.6 - 0.0	0.004	$3.9 \cdot 10^5$
Conditions initiales						
Moteur	3.0	900	-	0.4 - 0.6 - 0.0	0.004	$7.8 \cdot 10^5$

TABLEAU 5.5 – Conditions aux limites et initiales des simulations 2D-axisymétriques.

Les conditions en sortie de tuyère sont réactualisées dès la première itération du calcul.

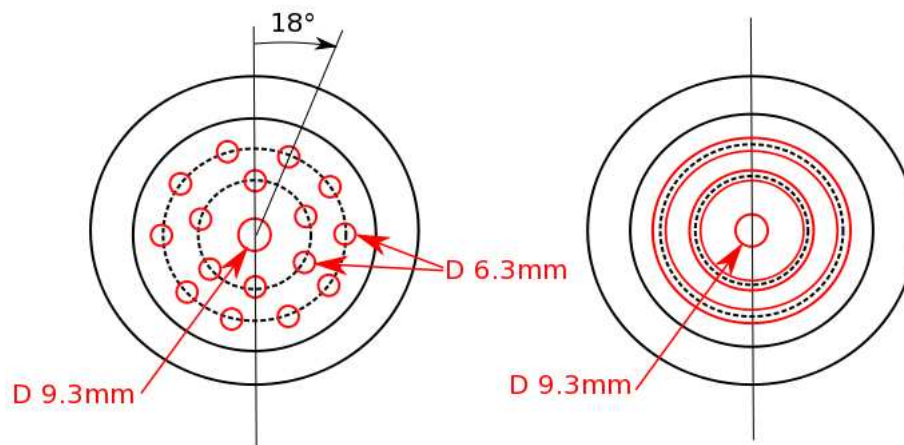


FIGURE 5.5 – Géométrie réelle (gauche) et 2D axisymétrique (droite) de l'injecteur gazeux.

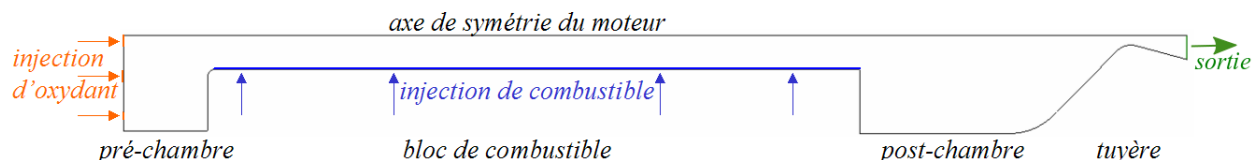
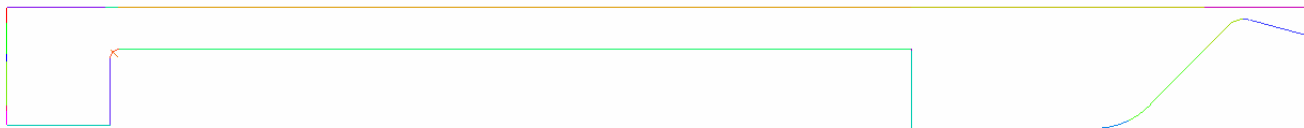


FIGURE 5.6 – Schéma de principe du moteur pour les simulations 2D axisymétriques.

Maillage

Les maillages ont été définis et créés à l'aide du logiciel ICEM [4], qui permet de concevoir des maillages structurés. Une convergence en maillage a été effectuée et différents niveaux de raffinement ont été testés (Tableau 5.6).



(a) Géométrie

FIGURE 5.7 – Géométrie du maillage.

	Maillage 1	Maillage 2	Maillage 3
Nb. de mailles	$18 \cdot 10^3$	$72 \cdot 10^3$	$350 \cdot 10^3$
P_{ch} [MPa]	3.96	3.98	4.32

TABLEAU 5.6 – Convergence en maillage.

Le passage au maillage 3 a conduit à une augmentation significative de la pression dans le moteur. Il apparaît en fait que les deux premiers maillages n'étaient pas assez raffinés entraînant une mauvaise résolution des structures tourbillonnaires et du mélange dans la post-chambre. Le maillage 3 a nécessité plusieurs mois de calculs et le niveau de raffinement supérieur n'a pas été envisagé. Bien que la convergence n'ait pas pu être poussée au niveau supérieur, ce maillage a permis de donner de bons ordres de grandeur des phénomènes étudiés et a été retenu pour la suite de l'étude. Une partie du maillage 3 est présentée sur la Figure 5.8.

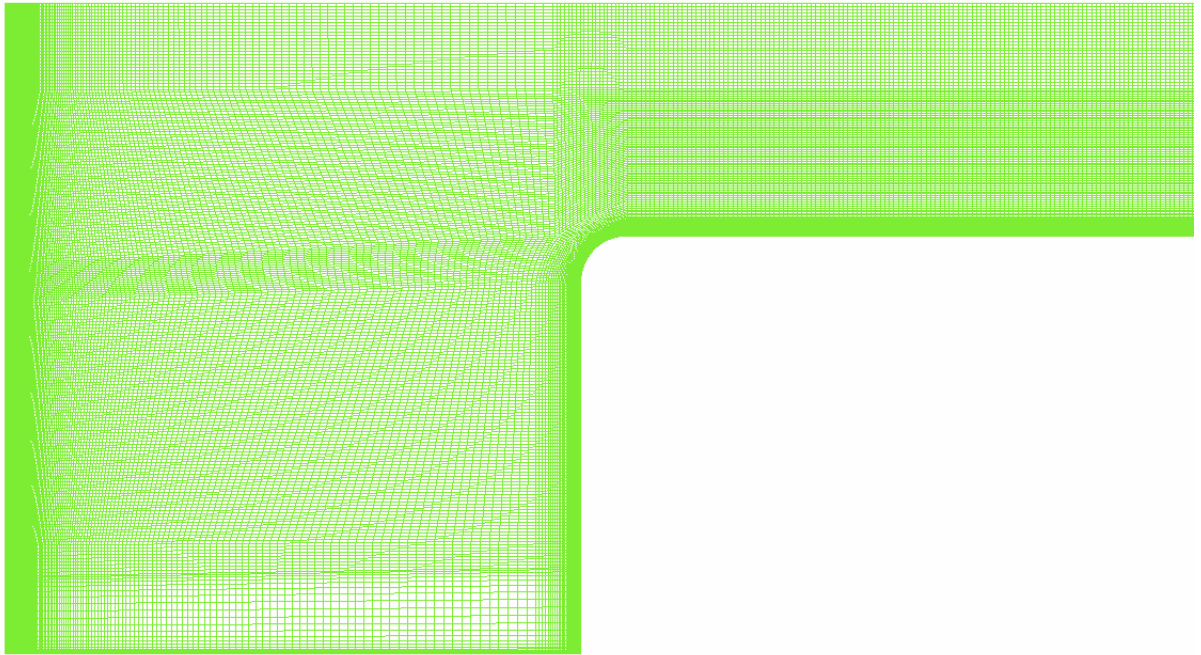
5.2.2.2 Résultats

La pression dans le moteur est mesurée à l'aide de capteurs numériques situés aux mêmes positions que les capteurs expérimentaux. La simulation 2D U-RANS a conduit à une pression moyenne dans le moteur de 4.32 MPa, à comparer avec la pression expérimentale de 4.15 MPa, ce qui correspond à un écart relatif de 4 %. Plusieurs facteurs peuvent expliquer ces différences de pression. Tout d'abord, la géométrie réelle de l'injecteur a été approchée pour pouvoir réaliser un calcul axisymétrique. Le modèle de combustion utilisé est simple, la cinétique chimique expérimentale fait en réalité intervenir plusieurs dizaines d'espèces avec des recombinaisons qui ne sont pas prises en compte numériquement. Le débit de combustible a été supposé uniforme et égal au débit moyen pendant l'essai alors qu'il dépend de la position axiale et du temps et le débit des faces latérales a été négligé. Les parois sont adiabatiques dans la simulation et aucune perte de chaleur n'est prise en considération. Enfin, le maillage n'est peut être pas parfaitement convergé et un niveau de raffinement supplémentaire aurait pu être nécessaire. Malgré ces différences, la simulation numérique fournit néanmoins un bon ordre de grandeur de pression moyenne.

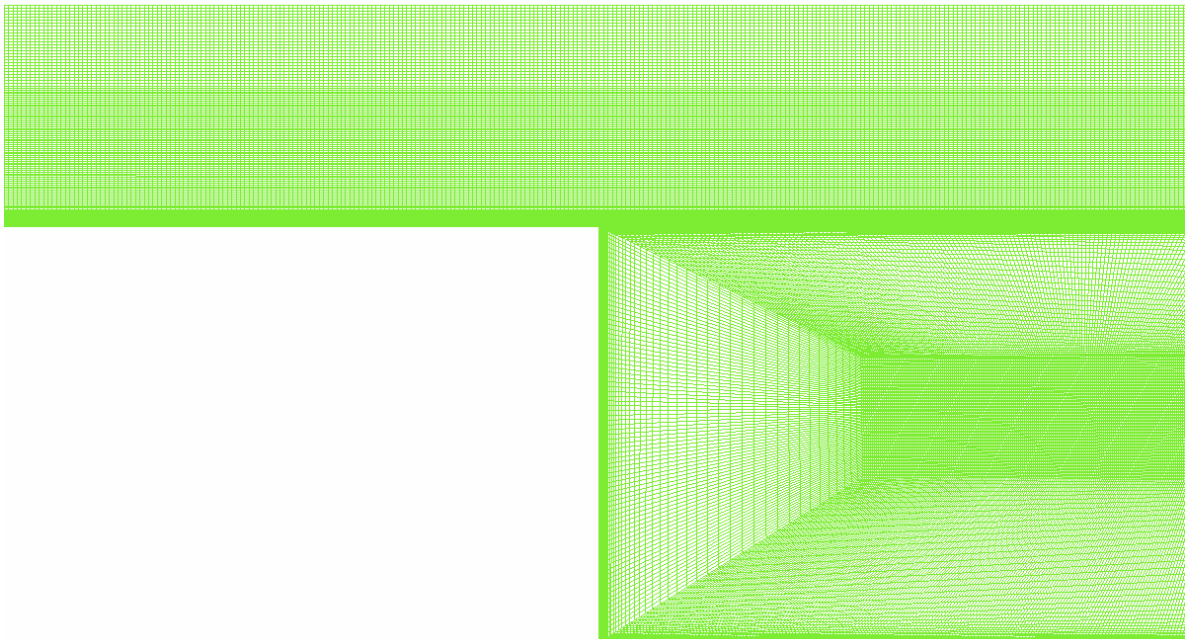
Il est à noter qu'une simulation supplémentaire a été effectuée (en fin de thèse) avec un taux de turbulence de 1 % à comparer aux 5 % de la simulation de base. La pression moyenne dans le moteur pour cette simulation est de 4.24 MPa et est plus proche de la valeur expérimentale. Le taux de turbulence, non calculable expérimentalement, a donc une influence assez importante sur la valeur de la pression obtenue. La topologie de l'écoulement reste néanmoins très similaire entre ces deux configurations.

La Figure 5.9 présente des champs instantanés de la température et des fractions massiques d'oxygène et d'éthylène. On observe la présence d'une flamme de diffusion dans le canal central et dans la post-chambre de combustion, caractéristique de la combustion dans les moteurs hybrides. L'oxydant est concentré au centre du canal tandis que le combustible s'accumule le long de la paroi du bloc solide, permettant ainsi aux ergols de réagir entre eux dans la zone de flamme.

La Figure 5.10 présente un champ instantané de vitesse dans le moteur et des lignes de courant dans la pré-chambre et la post-chambre. Une zone de recirculation est présente sur la face avant du bloc dans la pré-chambre et une autre zone de recirculation dans la post-chambre, conduisant à des vitesses plus faibles dans ces zones.



(a) Pré-chambre



(b) Fin du bloc et début de la post-chambre

FIGURE 5.8 – Maillage structuré du calcul 2D.

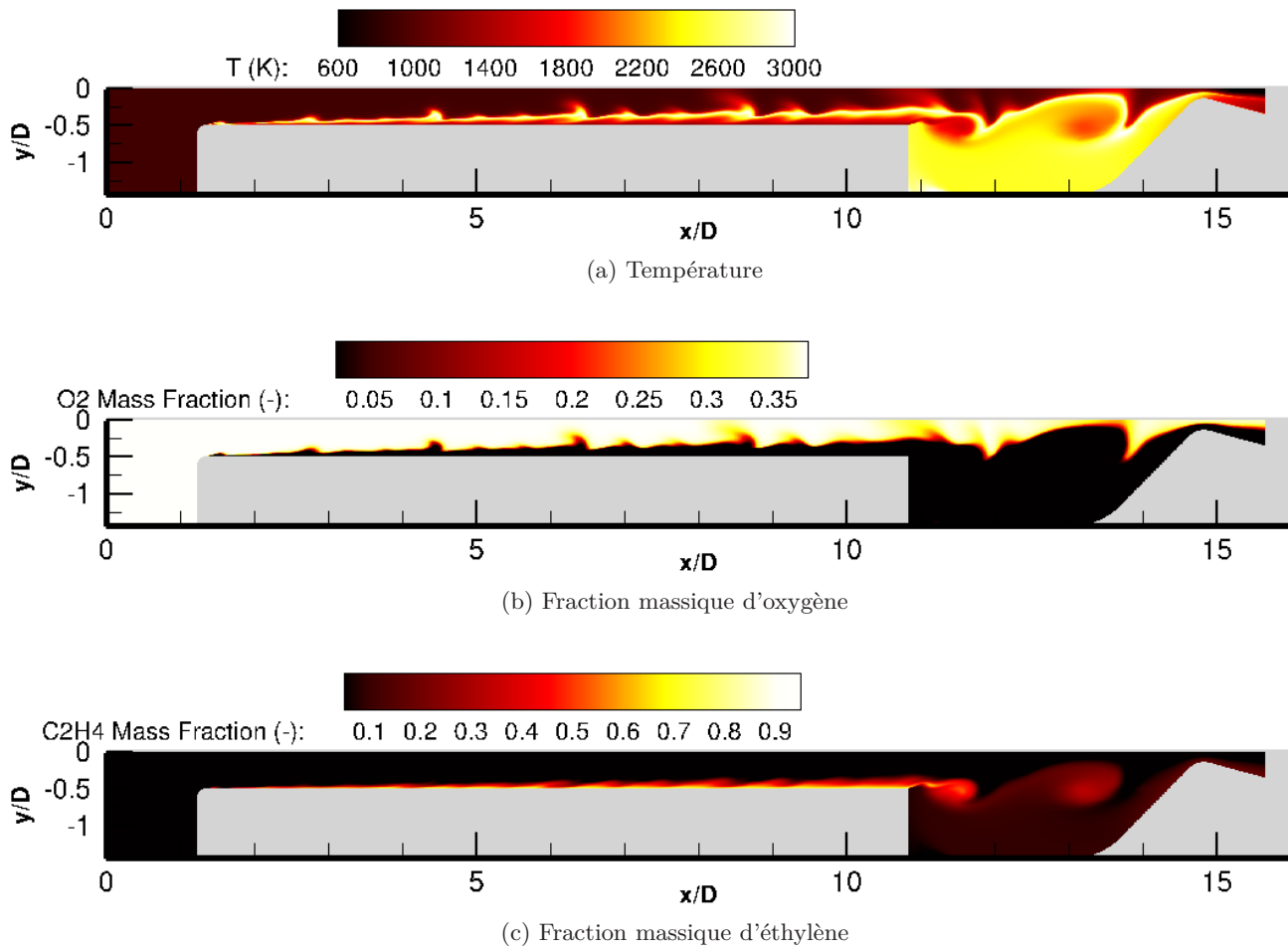


FIGURE 5.9 – Champs instantanés de la température et des fractions massique d'oxygène et d'éthylène.

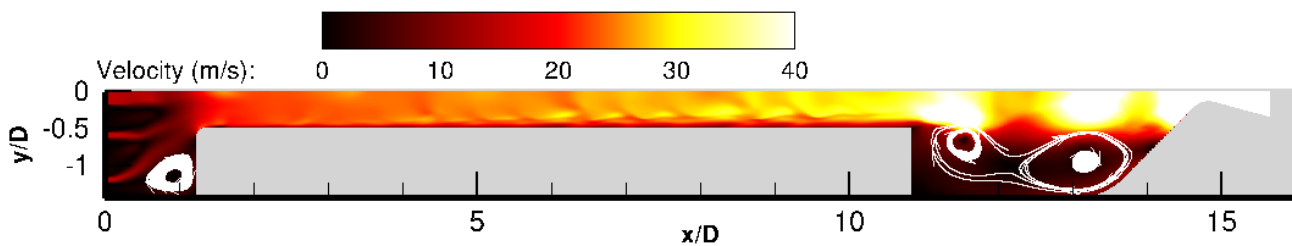


FIGURE 5.10 – Champ instantané de vitesse et lignes de courant.

La Figure 5.11 présente les profils moyens de température et de vitesse axiale à différentes positions longitudinales de la chambre de combustion. La zone de flamme de diffusion est située dans la couche limite turbulente et s'éloigne de la surface du combustible au fur et à mesure que la distance avec le début du canal augmente. On observe une augmentation progressive de la vitesse le long du canal central, provoquée en partie par l'injection de combustible et l'augmentation du débit total. Cependant, le rapport de mélange étant de 9.6, le débit de combustible est faible devant celui de l'oxydant et ne permet pas de justifier à lui seul l'augmentation importante de la vitesse. L'autre explication possible est l'augmentation de la température le long du canal à cause de la combustion. La pression à l'avant et à l'arrière du canal étant sensiblement identiques, l'augmentation de la température entraîne une diminution de la densité de l'écoulement et donc une augmentation de la vitesse.

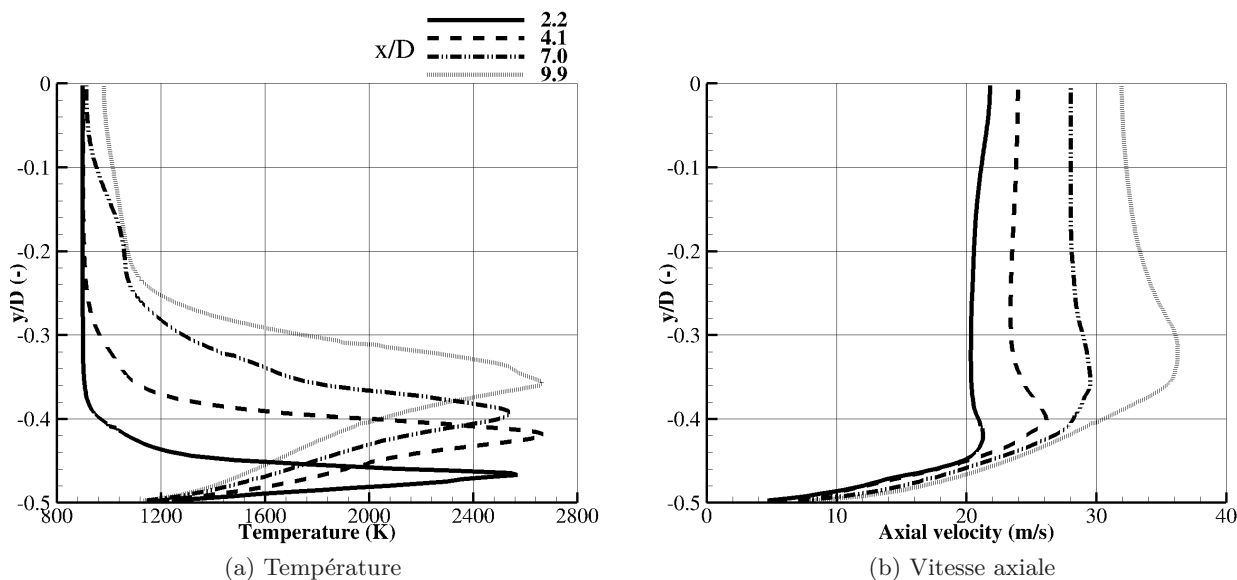


FIGURE 5.11 – Profils moyens de température et de vitesse axiale dans le canal central.

Le rapport entre la viscosité turbulente et la viscosité dynamique varie entre 20 et 500, permettant de confirmer le caractère turbulent de l'écoulement dans le moteur. Le nombre de Reynolds basé sur le diamètre du canal est de l'ordre de 150 000.

Un champ instantané de vorticité est présenté sur la Figure 5.12. On observe la formation périodique de structures tourbillonnaires à la fin du bloc de combustible, qui sont transportées jusqu'au col de la tuyère. On peut également remarquer que ces tourbillons contiennent du combustible imbrûlé (comparaison des Figures 5.9c et 5.12) puisqu'ils se forment dans une zone où l'éthylène est concentré. Ils jouent donc un rôle important pour le mélange des ergols. La simulation numérique semble donc indiquer qu'une partie importante des ergols s'échappe du moteur sans avoir réagi, ce qui pourrait être l'une des raisons du faible rendement de combustion obtenu lors de cet essai (88.4 %).

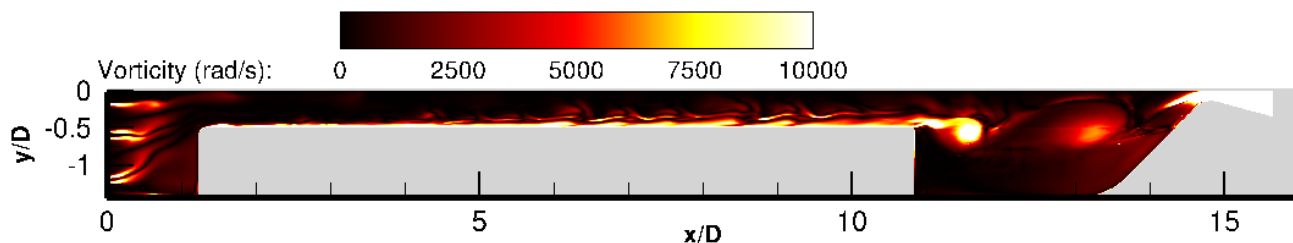


FIGURE 5.12 – Champ instantané de vorticité.

Le passage de ces tourbillons dans la tuyère est responsable de fluctuations de pression dans le moteur. Numériquement, l'amplitude des oscillations de pression est de l'ordre de 2.5 % de la valeur de la pression moyenne. Le rapport entre rms numérique et expérimental est de 1.55.

Il est courant qu'une modélisation 2D axisymétrique surestime les niveaux d'instabilités puisque les structures tourbillonnaires gardent une cohérence bidimensionnelle alors que les effets 3D ont tendance à les rendre moins énergétiques.

Pour comparer les fréquences, le calcul de la FFT des signaux de pression fournis par les capteurs numériques a été effectué. Les résultats de ce calcul sont comparés à la FFT expérimentale sur la Figure 5.13. Des fluctuations de pression à une fréquence de 470 Hz ont été observées expérimentalement, et la FFT numérique identifie des oscillations de pression à une fréquence de 530 Hz. Celle-ci correspond à la fréquence de passage des tourbillons dans le col de la tuyère. La résolution fréquentielle de la FFT numérique est de 13 Hz, à comparer aux 0.05 Hz pour la FFT expérimentale. La simulation numérique fournit un bon ordre de grandeur de la fréquence de l'instabilité, bien que celle-ci soit surestimée. Les oscillations de pression observées expérimentalement semblent donc être provoquées par le passage périodique de structures tourbillonnaires dans le col de la tuyère, et qui sont formées à la fin du bloc de combustible.

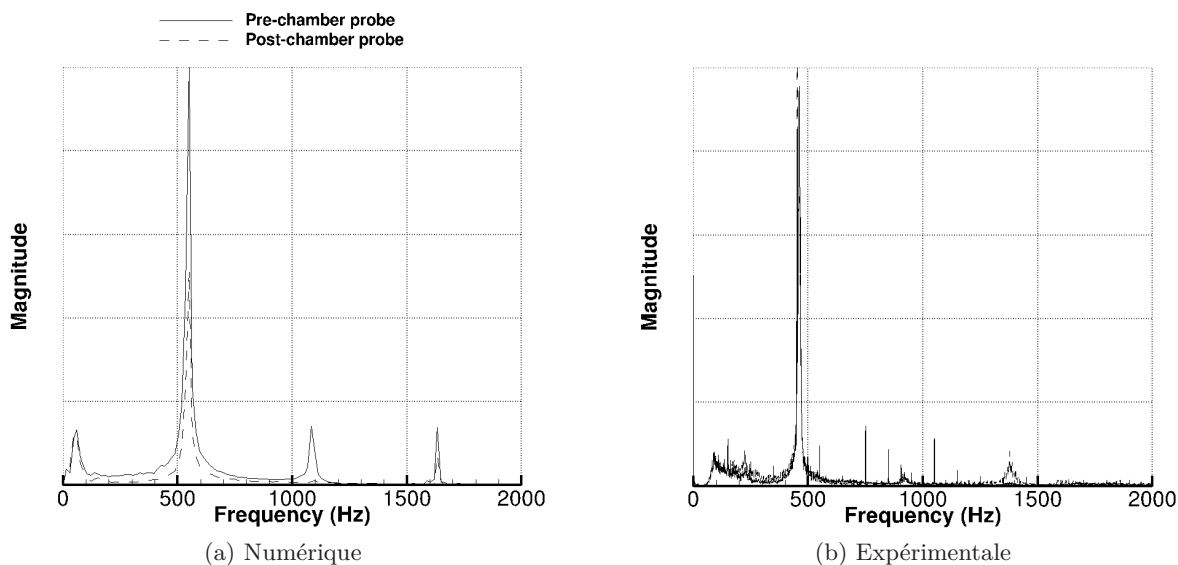


FIGURE 5.13 – Comparaison des FFT numérique et expérimentale des signaux de pression.

Afin d'identifier plus précisément les tourbillons, particulièrement dans les zones à forte vorticit e comme la couche limite le long du canal central, la Figure 5.14 pr esente un champ instantanée du crit ere Q . Il s'agit d'un crit ere calculée à partir du tenseur des gradients de vitesses ($Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right)$) et qui permet de d efinir un tourbillon dans les zones où $Q > 0$ [35, 36]. Les maximums du crit ere localisent alors la position des structures tourbillonnaires.

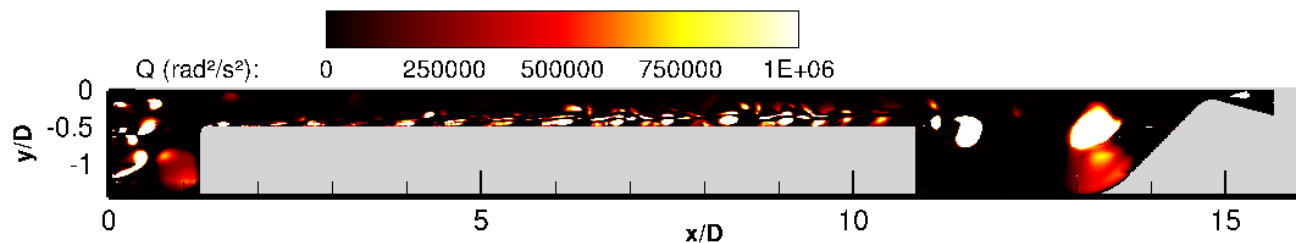


FIGURE 5.14 – Champ instantanée du crit ere Q .

On identifie clairement deux tourbillons dans la post-chambre mais il faut n eanmoins rester prudent puisque l'échelle ne permet pas forc ement d'identifier tous les maximums locaux. On peut également observer la pr esence de petites structures tourbillonnaires le long de la paroi du bloc de combustible. Ces petits tourbillons peuvent int eragir entre eux à la fin du bloc de combustible et être à l'origine de la formation des plus grosses structures de la post-chambre.

La simulation 2D-axisymétrique a permis de mettre en évidence la formation de structures tourbillonnaires dans la post-chambre, responsables de fluctuations de pression lors de leurs passages dans le col de la tuyère. Ces tourbillons jouent un rôle important pour les instabilités et la fréquence de celles-ci est proche de la valeur expérimentale. Enfin, ils ont également une influence sur le mélange des ergols dans le moteur puisqu'ils contiennent du combustible imbrûlé. Une simulation 3D a été effectuée afin de voir si ces comportements sont également observés avec la prise en compte de la géométrie réelle de l'injecteur gazeux et des effets 3D.

5.2.3 Simulation 3D MILES

5.2.3.1 Conditions particulières du calcul

Les simulations 3D sont basées sur une approche MILES, qui est une méthode de type LES sans modélisation de sous maille. Le modèle de combustion utilisé est identique à celui décrit pour les simulations 2D. La géométrie exacte du moteur et des trous d'injection a été employée. Enfin, les conditions initiales et aux limites sont identiques à celles des calculs 2D, sans les grandeurs turbulentes $k - \omega$.

Maillage

Le maillage est de type structuré, est composé de 5 millions de mailles et correspond à la moitié du moteur. Pour des raisons de symétrie de l'injecteur, il n'était pas possible d'utiliser une section plus petite du moteur. D'autres niveaux de raffinement n'ont pas été simulés pour des raisons de temps de calcul élevés. Le maillage est visible sur la Figure 5.16.

5.2.3.2 Résultats

La simulation 3D MILES a conduit à une pression moyenne dans le moteur de 4.05 MPa, soit un écart relatif de 2.4 % par rapport aux résultats expérimentaux tandis que la simulation 2D avait donné un écart de 4 %. La pression dans le moteur de la simulation 3D est inférieure à la valeur expérimentale alors que la simulation 2D donnait une pression supérieure. On peut néanmoins noter que dans le cas 2D, les maillages sous-résolus avaient également conduit à une pression plus faible. Ceci pourrait indiquer que la simulation 3D est possiblement sous-résolue.

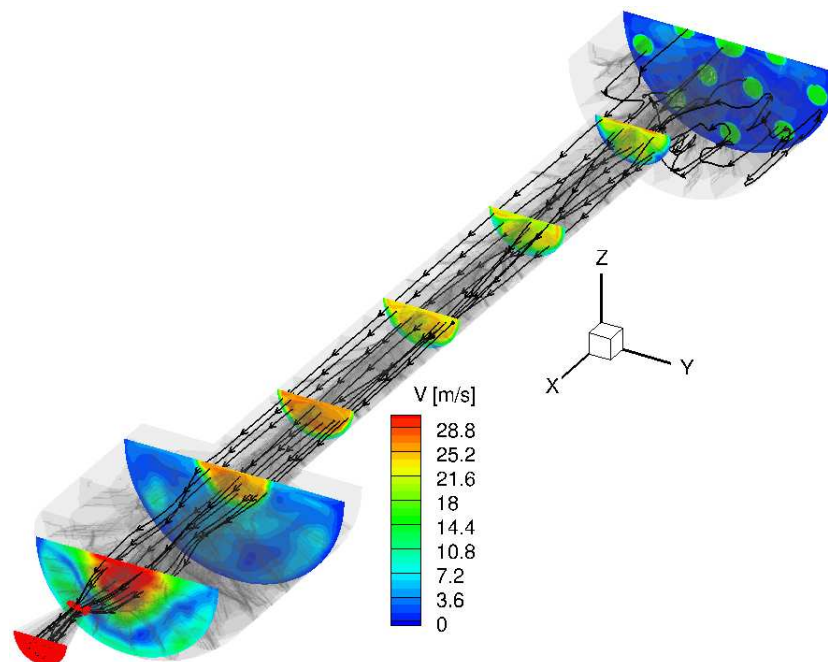
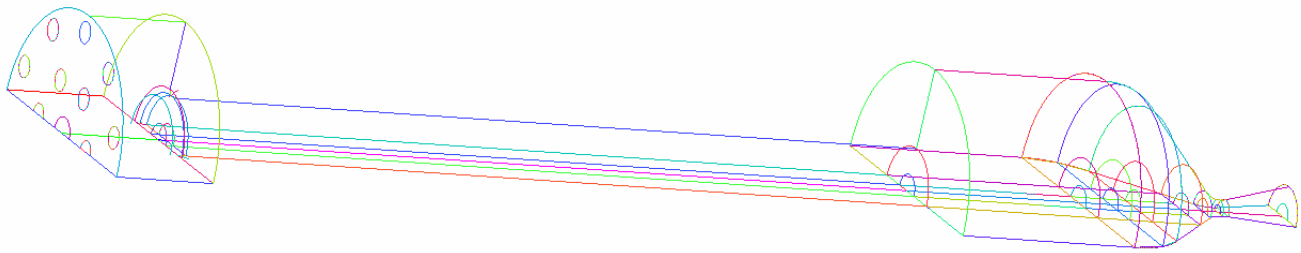
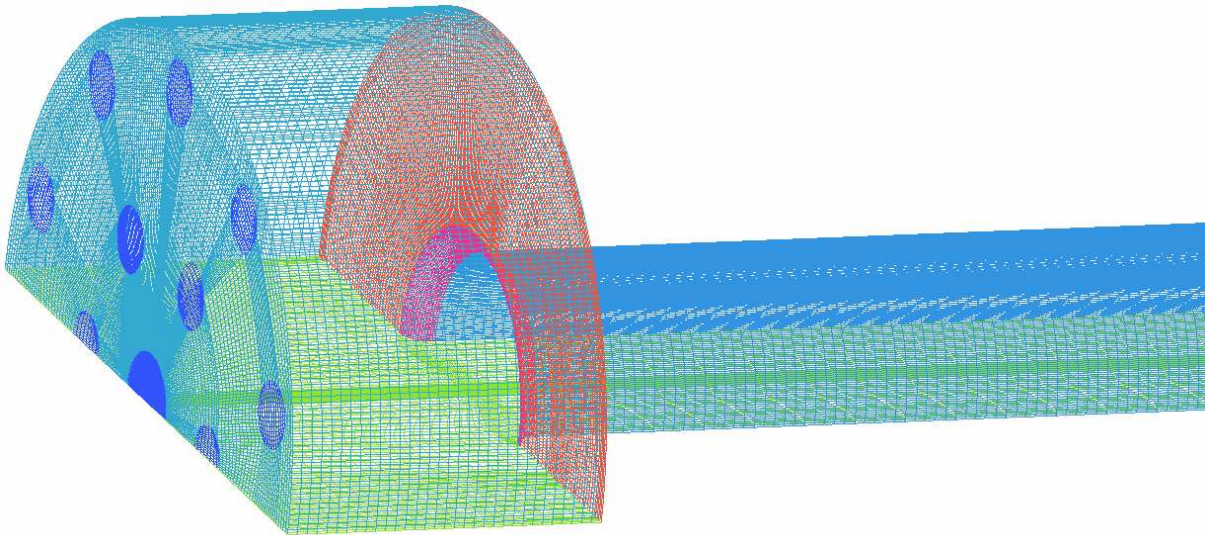


FIGURE 5.15 – Lignes de courant et champ de vitesse - calcul 3D.

La Figure 5.15 présente des lignes de courant passant dans le canal central du moteur, avec des coupes du moteur colorées par le champ de vitesse. On observe que les lignes de courant restent quasiment parallèles à l'axe central du moteur le long du canal de la chambre de combustion.



(a) Géométrie



(b) Pré-chambre et trous d'injection



(c) Post-chambre

FIGURE 5.16 – Maillage structuré du calcul 3D.

Les évolutions des composantes de la vitesse moyenne le long du canal sont données sur la Figure 5.17. La vitesse moyenne est d'abord calculée dans différentes sections et pour chaque pas de temps puis moyennée temporellement. On observe ainsi que la composante axiale augmente le long du canal pour cause de l'augmentation du débit total et de la diminution de la densité, et que les autres composantes sont très faibles.

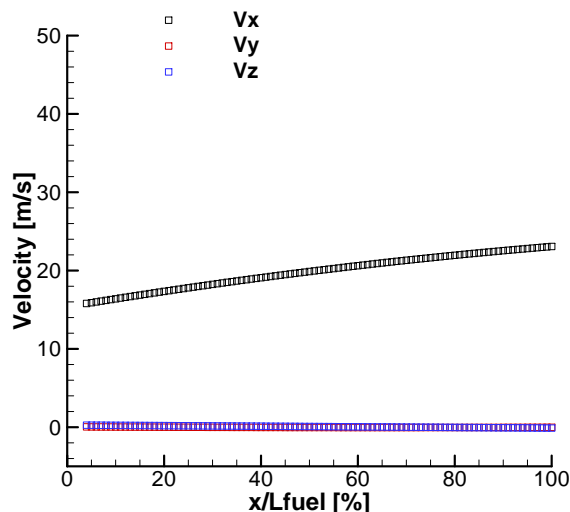


FIGURE 5.17 – Evolutions de la vitesse le long du canal central - calcul 3D.

Afin d'étudier l'écoulement en termes de température et fractions massiques des ergols, trois coupes dans le canal central et perpendiculaires à l'axe du moteur ont été effectuées, respectivement à 10, 50 et 99 % de la longueur du bloc, et sont présentées sur la Figure 5.18. On remarque que l'écoulement est similaire à celui calculé par la simulation 2D : l'oxydant est concentré au centre du canal et le combustible se situe proche de la paroi du bloc. La zone de flamme se situe à l'interface entre les deux et s'éloigne de la paroi quand la distance par rapport au début du bloc augmente.

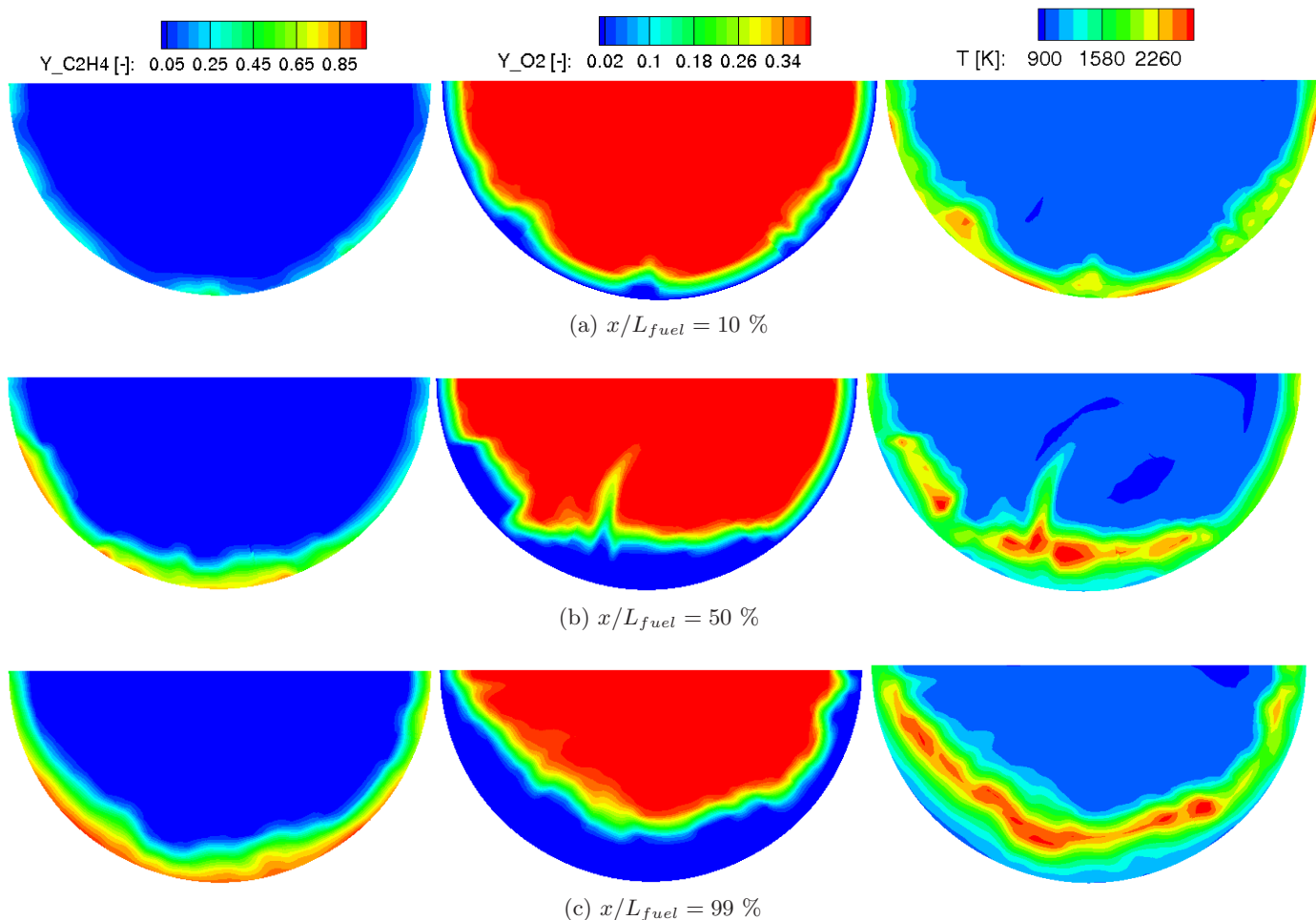


FIGURE 5.18 – Coupes des champs instantanés de fractions massiques d'éthylène et d'oxygène, et de la température dans le canal - calcul 3D.

La Figure 5.19 présente les profils moyens des fractions massiques d'ergols à différentes positions le long du canal central. Pour obtenir ces profils, les données issues d'une génératrice située au centre du domaine ont été moyennées temporellement dans 3 sections différentes du canal. Dans la région proche du centre du canal ($r = 0$ à $r = 7$ mm), la fraction massique d'oxygène est égale à la valeur au niveau de l'injection dans le moteur ($Y_{O_2} = 0.4$), ce qui reste vrai quelque soit la position le long du bloc. On observe en revanche une accumulation de combustible le long du canal dans une zone proche de la paroi ($r = 10$ à $r = 12.5$ mm).

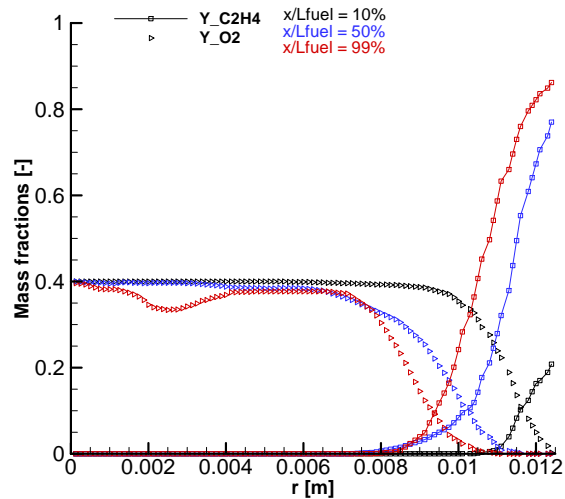


FIGURE 5.19 – Profils des fractions massiques d'ergols dans le canal - calcul 3D.

D'une manière analogue au calcul 2D axisymétrique, des iso-contours instantanés du critère Q colorés par champ de température (Figure 5.20) ont été tracés afin de mettre en évidence les éventuelles structures tourbillonnaires présentes dans le calcul 3D.

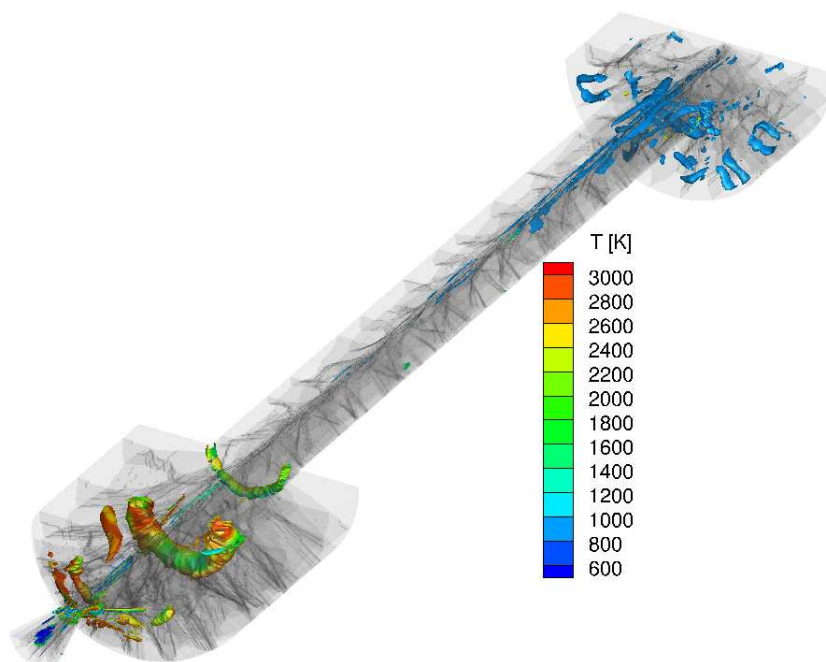


FIGURE 5.20 – Iso-contours de critère Q ($Q = 5 \cdot 10^6 \text{ rad}^2 \cdot \text{s}^2$), colorés par la température - calcul 3D.

On observe la présence de tourbillons dans la post-chambre, qui se forment à la fin du bloc de combustible, ce qui est similaire à la simulation 2D. Une estimation de la fréquence du phénomène peut être calculée et la FFT du signal de pression est donnée sur la Figure 5.21. La fréquence de passage des tourbillons dans cette simulation est d'environ 480 Hz, ce qui est proche de la valeur expérimentale (470 Hz au début de l'essai). A noter cependant que la résolution fréquentielle pour ce calcul est de 51 Hz. On remarque de plus que l'amplitude de la fréquence proche de 1 kHz est similaire à celle du pic à 480 Hz, ce qui n'était pas le cas pour la simulation 2D ni pour l'essai Hytelsat 27². En termes d'amplitude, le rapport entre rms numérique et expérimental vaut 1.20 alors qu'il vaudrait 1.55 pour le cas 2D.

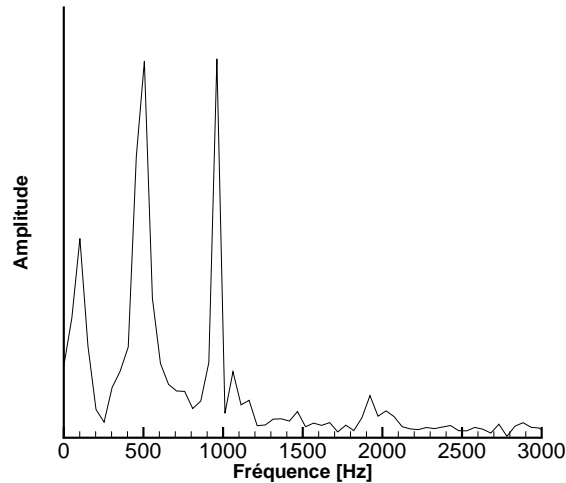


FIGURE 5.21 – FFT du signal de pression - calcul 3D.

Bien que le rôle des tourbillons dans la post-chambre soit assez clair en termes d'instabilités, il n'est pas évident de conclure quant à leur effet sur le mélange entre les ergols et donc sur le rendement de combustion. Dans la simulation 2D, il a été vu que les tourbillons contiennent et transportent du combustible imbrûlé jusqu'au col de la tuyère (Figure 5.9). La Figure 5.22 présente une coupe du champ de fraction massique d'oxygène instantané, superposée avec les iso-contours de critère Q , afin d'identifier l'effet des tourbillons sur l'oxydant dans le calcul 3D.

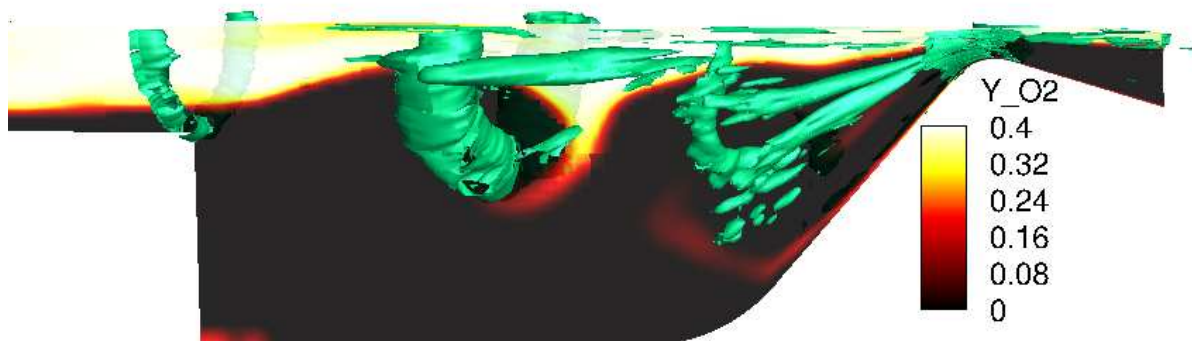


FIGURE 5.22 – Coupe du champ de fraction massique d'oxygène et iso-contours de critère Q ($Q = 5.10^6 \text{ rad}^2 \cdot \text{s}^2$) - calcul 3D.

2. Le calcul de la FFT a été effectué à partir de l'évolution de la pression maximale dans le moteur car aucun capteur numérique n'a été utilisé dans cette simulation suite à une erreur de manipulation. Un calcul identique sur la simulation 2D a également montré un pic à 1000 Hz, absent en cas d'utilisation du capteur numérique. Ce pic est donc probablement un artifice numérique.

On peut remarquer que l'oxydant, concentré au centre du canal au niveau de la sortie du bloc de combustible, est entraîné dans la post-chambre par l'effet rotationnel des tourbillons. L'oxygène va alors réagir avec le combustible contenu dans ces tourbillons. Il est donc difficile de déterminer si l'effet des tourbillons dans la post-chambre est positif ou négatif sur le rendement de combustion, à partir de ces deux simulations.

5.3 Conclusion partielle

Ce chapitre a présenté un essai réalisé avec une injection axiale d'oxydant gazeux et un combustible classique, afin d'obtenir un écoulement complètement monophasique dans le moteur. Cette configuration a conduit à une première phase de fonctionnement de type monergol, avant une seconde phase hybride qui a duré environ 4 s. Des oscillations de pression à une fréquence proche de 470 Hz et qui ont subi un glissement fréquentiel au cours de l'essai ont été observées et aucun saut fréquentiel n'a été mis en évidence. Le comportement obtenu lors de cet essai est très similaire à ce qui a été observé pendant les essais avec injection d'oxydant liquide et qui sont décrits au Chapitre 4.

Des simulations numériques U-RANS 2D-axisymétrique et 3D MILES ont été effectuées afin de mieux comprendre l'origine de cette instabilité pendant l'essai avec injection gazeuse. Dans les deux cas, les simulations ont mis en évidence la formation périodique de structures tourbillonnaires à la fin du bloc de combustible, qui sont transportées de la post-chambre jusqu'au col de la tuyère, et qui génèrent alors des fluctuations de pression dans le moteur. La fréquence de ces instabilités est proche de la valeur observée expérimentalement, il est donc probable que la nature des instabilités de l'écoulement dans le moteur avec injection gazeuse soit semblable à celle calculée numériquement.

Lors de l'injection d'oxydant sous forme liquide, celui-ci va se décomposer dans la pré-chambre. Les températures élevées dans le moteur permettent de penser que l'écoulement est complètement monophasique très rapidement après le début du canal de la chambre de combustion. Les conditions à la fin du bloc de combustible doivent donc être similaires, que l'injection d'oxydant soit liquide ou gazeuse. Il est par conséquent probable que les instabilités observées lors des essais avec injection liquide soient également provoquées par le détachement de structures tourbillonnaires dans la post-chambre. Le chapitre suivant sera donc consacré à la modélisation de ces instabilités hydrodynamiques qui apparaissent dans les moteurs hybrides.

Chapitre 6

Modélisation des instabilités hydrodynamiques

Ce chapitre a pour objectif de modéliser le comportement fréquentiel des instabilités hydrodynamiques présentées aux Chapitres 4 et 5. Les modèles existants dans la littérature pour étudier ces phénomènes sont d'abord appliqués à l'essai de référence avec catalyseur, décrit au Chapitre 5, pour lequel des simulations numériques ont été effectuées. Le modèle le plus pertinent est alors adapté, par l'ajout d'un paramètre physique, pour comprendre et analyser le comportement des instabilités hydrodynamiques observées lors des essais avec injection liquide (Chapitre 4) ainsi que lors de nouveaux essais avec injection catalytique présentés dans ce chapitre. Le paramètre physique introduit lors de ce développement est caractérisé numériquement pour finalement aboutir à la version finale du modèle d'instabilités hydrodynamiques. Enfin, une analyse expérimentale complémentaire de certains essais est présentée.¹

Sommaire

6.1	Application des modèles existants sur l'essai de référence avec catalyseur	76
6.1.1	Modèle de Carmicino	76
6.1.2	Modèle de Rossiter	77
6.1.3	Récapitulatif des résultats issus des modèles de la littérature	79
6.2	Modélisation des instabilités - I	80
6.2.1	Elaboration et description du modèle (partie 1)	80
6.2.2	Récapitulatif du modèle (partie 1)	86
6.2.3	Elaboration et description du modèle (partie 2)	88
6.2.4	Récapitulatif du modèle (partie 2)	95
6.3	Application du modèle à d'autres essais	96
6.3.1	Essais avec injection d'oxydant liquide	96
6.3.2	Essais avec injection d'oxydant gazeux	101
6.3.3	Récapitulatif de l'analyse des instabilités durant les essais	107
6.4	Détermination numérique des paramètres β et k_{ross} du modèle	108
6.4.1	Description de la méthode de détermination des paramètres	108
6.4.2	Présentation des résultats et comparaison aux données expérimentales	109
6.5	Modélisation des instabilités - II	110
6.5.1	Elaboration et description du modèle (partie 3)	110
6.5.2	Elaboration et description du modèle (partie 4)	114
6.5.3	Elaboration et description du modèle (partie 5)	118
6.5.4	Récapitulatif du modèle final	119
6.6	Analyse expérimentale complémentaire de certains essais	120
6.6.1	Essais avec injection liquide	120
6.6.2	Essais avec injection gazeuse	121
6.7	Conclusion partielle	124

1. Une partie de ce chapitre fait l'objet d'un article en cours de préparation dans l'AIAA Journal : « Hydrodynamic instabilities modeling in hybrid rocket engines ».

6.1 Application des modèles existants sur l'essai de référence avec catalyseur

Afin d'évaluer la fréquence des instabilités observées expérimentalement et numériquement lors de l'essai avec catalyseur, deux modèles semi-empiriques basés sur les détachements tourbillonnaires sont appliqués et comparés aux résultats de l'essai.

6.1.1 Modèle de Carmicino

L'une des principales études concernant les instabilités hydrodynamiques a été effectuée par Carmicino [16]. Il a fourni deux expressions afin d'évaluer la fréquence de détachement tourbillonnaire au début du bloc de combustible (eq. (2.13)) et à la fin du bloc de combustible (eq. (1.3)), la seconde étant rappelée ci-dessous :

$$f_{V_{S,post-ch}}(t) = \eta_c c_{th}^* \psi^2 S_r \frac{D_c^2}{D^3(t)} \quad (6.1)$$

avec $\eta_c c_{th}^*$ la vitesse caractéristique expérimentale déterminée à partir des résultats expérimentaux et ψ une fonction du coefficient isentropique théorique γ déterminé à partir d'un calcul thermodynamique :

$$\psi = \sqrt{\gamma \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}}} \quad (6.2)$$

Afin de déterminer la fréquence à l'instant initial, le diamètre du canal utilisé pour le calcul est le diamètre initial : $D = D_0$ et le diamètre au col D_c est connu. D'après Carmicino [16], le nombre de Strouhal S_r peut varier dans la gamme suivante : $0.25 \leq S_r \leq 0.5$, avec :

$$S_r = \frac{fD}{u} \quad (6.3)$$

D et u étant respectivement les valeurs du diamètre et de la vitesse dans la section de sortie du combustible solide².

L'application des équations (2.13) et (6.1) conduit à une estimation des fréquences de détachements tourbillonnaires entre 175 et 350 Hz pour la pré-chambre et entre 440 et 880 Hz pour la post-chambre. Ces grandeurs sont cohérentes avec les observations expérimentales décrites au Chapitre 5, avec une fréquence de détachement tourbillonnaire dans la post-chambre proche de 470 Hz (essai Hytelsat 27). Cependant les gammes de fréquences sont assez larges puisque le nombre de Strouhal peut varier du simple au double.

Un glissement fréquentiel d'environ 15 Hz, soit environ 3 % de la valeur de la fréquence, a été observé expérimentalement pour l'instabilité principale, variant de 470 Hz au début de l'essai à 455 Hz à la fin. Pour expliquer ce glissement à partir du modèle de Carmicino, l'équation (6.1) est utilisée en considérant que la vitesse caractéristique est constante. On suppose également que le nombre de Strouhal est constant durant l'essai, hypothèse proposée par Carmicino [16]. La mesure du diamètre du col de la tuyère avant et après l'essai a permis de montrer qu'il n'y avait pas eu d'érosion, D_c est donc constant durant le tir. Le rapport entre la fréquence initiale f_0 et la fréquence finale f_f peut alors se mettre sous la forme suivante :

$$f_f = f_0 \left(\frac{D_0}{D_f} \right)^3 \quad (6.4)$$

D_f étant le diamètre du canal mesuré à la fin de l'essai et à la fin du bloc de combustible.

L'application de la relation (6.4) conduit à une fréquence finale de 418 Hz, soit un glissement d'environ 50 Hz, correspondant à 11 % de la valeur de la fréquence initiale. Cette approche justifie la diminution de la fréquence du fait de l'augmentation du diamètre du canal au cours de l'essai, mais surestime le glissement fréquentiel par rapport à l'observation expérimentale.

2. En connaissant la gamme de S_r , le diamètre et la fréquence des instabilités, on peut estimer une gamme de vitesse pour l'écoulement. Ceci conduit à une vitesse comprise entre 25 et 50 m.s⁻¹, ce qui est cohérent et compatible des valeurs obtenues avec les simulations numériques du Chapitre 5.

6.1.2 Modèle de Rossiter

Une seconde analyse, basée sur le modèle de Rossiter pour l'évaluation de la fréquence de détachement tourbillonnaire, est présentée afin d'estimer la fréquence et le glissement de l'instabilité hydrodynamique principale. Le modèle de Rossiter [74] a été développé afin d'étudier les détachements tourbillonnaires dans une cavité. Ce phénomène est basé sur un mécanisme rétroactif qui peut se diviser en 4 phases distinctes (Figure 6.1) :

1. Génération d'une perturbation au coin amont de la cavité qui est ensuite convectée vers l'aval par l'écoulement extérieur à la cavité.
2. Amplification de la perturbation due à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.
3. Interaction entre la perturbation et le coin aval de la cavité qui génère à son tour une perturbation de type onde acoustique.
4. L'onde acoustique remonte la cavité jusqu'au coin amont et excite un nouveau mode.

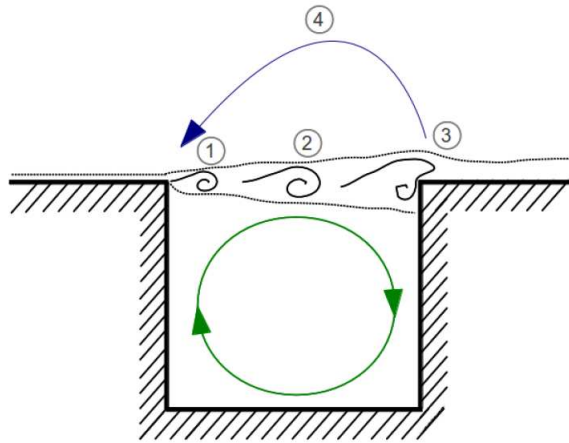


FIGURE 6.1 – Description schématique de la boucle de rétroaction [86].

Ce mécanisme est donc issu d'un couplage entre phénomènes hydrodynamiques et acoustiques. Des détails concernant ce mécanisme et ses différentes phases peuvent être lus dans la thèse de Yamouni [86].

Le modèle de Rossiter a été utilisé dans le cadre de l'étude des instabilités des moteurs à propergol solide [30] et peut s'exprimer mathématiquement par la relation suivante [73] :

$$m_{ross}T_{ross} = \frac{L_{ross}}{k_{ross}u} + \frac{L_{ross}}{c-u} + \Delta t \quad (6.5)$$

avec T_{ross} la période de détachement tourbillonnaire, m_{ross} et L_{ross} respectivement le nombre de tourbillons et la distance entre le point de détachement tourbillonnaire et le point d'interaction (considéré comme étant le col de la tuyère), k_{ross} le rapport entre la vitesse des tourbillons et celle de l'écoulement libre, et Δt un facteur correctif temporel. Celui-ci traduit le délai entre l'interaction d'un tourbillon et la génération de l'onde acoustique retour et est généralement exprimé sous la forme αT_{ross} , α étant une constante empirique sans dimension, de même que k_{ross} .

Pour des nombres de Mach M faibles, l'équation (6.5) conduit à l'expression suivante de la fréquence :

$$f = \frac{u}{L_{ross}} \left(\frac{m_{ross} - \alpha}{M + 1/k_{ross}} \right) \quad (6.6)$$

Bien que ce modèle ait été utilisé dans le cadre de l'étude des moteurs solides, il n'a jamais été employé pour les moteurs hybrides à la connaissance de l'auteur. Les simulations numériques ont montré la formation périodique de structures tourbillonnaires dans la post-chambre du moteur à une fréquence très proche de l'instabilité principale observée expérimentalement. La post-chambre pouvant faire office de cavité dans le modèle de Rossiter, ce modèle a donc été appliqué sur le moteur hybride afin de comparer les résultats avec les observations.

Les simulations numériques ont permis la détermination des paramètres de l'équation (6.6). La vitesse moyenne de l'écoulement est de $32.1 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, la vitesse du son est égale à $1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et α est supposé nul, comme cela est généralement fait dans la littérature. La vitesse instantanée des tourbillons a été estimée entre 17 et $23 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui implique que k_{ross} varie entre 0.53 et 0.72 ce qui est proche des valeurs classiques pour les moteurs solides [30]. L'application de ces valeurs pour k_{ross} donne une fréquence de détachement comprise entre 330 et 450 Hz pour $m_{ross} = 2$ et entre 500 et 670 Hz pour $m_{ross} = 3$. La simulation numérique 3D tend à indiquer que le nombre de tourbillons dans la post-chambre est égal à 3 , alors que seulement 2 sont clairement identifiables sur la simulation 2D. L'estimation de la fréquence de Rossiter fournit un bon ordre de grandeur par rapport aux valeurs expérimentale (470 Hz) et numérique (530 Hz , voir Chapitre 5).

Afin d'estimer le glissement fréquentiel entre le début et la fin de l'essai à partir de l'approche de Rossiter, l'équation (6.6) est utilisée et permet d'aboutir à la relation suivante :

$$f_f = f_0 \frac{u_f}{u_0} \left(\frac{u_0/c + 1/k_{ross}}{u_f/c + 1/k_{ross}} \right) \quad (6.7)$$

en supposant m_{ross} , α , c et k_{ross} constants au cours de l'essai.

La vitesse initiale u_0 de l'écoulement à la fin du bloc de combustible correspond au début du tir avec la géométrie initiale et est estimée numériquement. En revanche, la vitesse à la fin de l'essai u_f n'est pas connue puisque cette géométrie n'a pas été simulée. Afin de l'estimer, la définition du débit massique est utilisée :

$$\dot{m} = \rho u \pi D^2 / 4 \quad (6.8)$$

En considérant que la densité varie faiblement pendant l'essai, on peut écrire :

$$u_f = u_0 \left(\frac{\dot{m}_f}{\dot{m}_0} \right) \left(\frac{D_0}{D_f} \right)^2 \underbrace{\left(\frac{\rho_0}{\rho_f} \right)}_{\approx 1} \quad (6.9)$$

D'après l'équation (6.9), la vitesse finale de l'écoulement à la fin du bloc de combustible peut être déterminée à partir de la connaissance des débits et diamètres initiaux et finaux. Les diamètres peuvent être connus par mesures directes du bloc de combustible avant et après l'essai. En ce qui concerne le débit massique, celui-ci peut s'écrire :

$$\dot{m} = \dot{m}_{ox} + \dot{m}_{fu} \quad (6.10)$$

La valeur du débit d'oxydant est mesurée et connue pendant l'essai et est constante. La valeur du débit de combustible est théoriquement calculable à partir des mesures issues des capteurs ultrasonores mais celles-ci ne sont pas disponibles pour cet essai. Afin d'estimer la variation du débit de combustible au cours de l'essai, la loi de vitesse de régression simplifiée suivante est utilisée :

$$v_{reg} = a (\rho u)_{ox}^b = a \left(\frac{4\dot{m}_{ox}}{\pi D^2} \right)^b \quad (6.11)$$

Le débit de combustible est alors donné par :

$$\dot{m}_{fu} = \rho_s v_{reg} \pi D L_{fu} \quad (6.12)$$

Le débit d'oxydant étant constant et sous condition d'une longueur de combustible constante, le rapport entre le débit de fuel au début et à la fin de l'essai est alors donné par :

$$\frac{\dot{m}_{fu,f}}{\dot{m}_{fu,0}} = \left(\frac{D_0}{D_f} \right)^{2b-1} \quad (6.13)$$

Cette relation conduit à $\dot{m}_{f_u,f}/\dot{m}_{f_u,0} \approx 0.98$ pour un coefficient b de 0.64 déterminé à partir de la base de données des essais. La connaissance de ce rapport permet ensuite de déterminer le rapport entre les débits totaux initiaux et finaux, qui conduit à $\dot{m}_f/\dot{m}_0 \approx 0.998 \approx 1$. La relation (6.9) peut alors se simplifier sous la forme :

$$u_f = u_0 \left(\frac{D_0}{D_f} \right)^2 \quad (6.14)$$

La relation (6.7) s'écrit finalement :

$$f_f = f_0 \left(\frac{D_0}{D_f} \right)^2 \left(\frac{u_0/c + 1/k_{ross}}{u_0 \left(\frac{D_0}{D_f} \right)^2 /c + 1/k_{ross}} \right) \quad (6.15)$$

L'application de cette relation conduit alors à $f_f/f_0 = 0.93$, correspondant à une fréquence finale proche de 440 Hz, pour une fréquence initiale expérimentale de 470 Hz. Cette diminution de fréquence d'environ 30 Hz, soit 7 % de la valeur initiale est plus proche de la valeur observée expérimentalement de 15 Hz par rapport à l'estimation fournie par l'approche de Carmicino qui donne une variation de 50 Hz. Bien que plus proche de la valeur expérimentale, l'approche de Rossiter surestime néanmoins le glissement fréquentiel d'un facteur 2.

6.1.3 Récapitulatif des résultats issus des modèles de la littérature

Dans le modèle de Carmicino pour l'évaluation de la fréquence de détachement tourbillonnaire dans la post-chambre, les hypothèses suivantes sont utilisées :

- **C1** : la fonction ψ , qui intervient dans l'équation (6.1), est égale à la valeur calculée théoriquement
- **C2** : le nombre de Strouhal est compris entre 0.25 et 0.5

L'application de ce modèle conduit à une estimation de la fréquence entre 440 et 880 Hz, ce qui est en accord avec la valeur expérimentale de 470 Hz.

Pour estimer le glissement fréquentiel, les hypothèses suivantes sont utilisées :

- **C3** : le nombre de Strouhal est constant durant l'essai
- **C4** : le diamètre au col est constant
- **C5** : la vitesse caractéristique est constante

Ces hypothèses conduisent à la relation (6.4), et permettent d'estimer une diminution fréquentielle de 50 Hz, contre 15 Hz expérimentalement.

En ce qui concerne le modèle de Rossiter, celui-ci s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- **R1** : la vitesse des tourbillons est proportionnelle à celle de l'écoulement à la sortie de la chambre de combustion : $u_{vor} = k_{ross}u$
- **R2** : le nombre de Mach est faible dans la post-chambre
- **R3** : le délai de génération de l'onde acoustique retour est proportionnel à la période de détachement tourbillonnaire : $\Delta t = \alpha T_{ross}$
- **R4** : il existe un nombre entier m_{ross} de tourbillons dans la post-chambre

L'application de ce modèle conduit à une estimation de la fréquence entre 330 et 670 Hz, qui est également un bon ordre de grandeur par rapport à la valeur expérimentale.

Le glissement fréquentiel est ensuite estimé à partir des hypothèses suivantes :

- **R5** : le nombre de tourbillons m_{ross} est constant au cours de l'essai
- **R6** : le coefficient α est nul au cours de l'essai
- **R7** : la vitesse du son c est constante au cours de l'essai
- **R8** : le coefficient de proportionnalité k_{ross} est constant au cours de l'essai
- **R9** : la densité ρ est constante au cours de l'essai
- **R10** : la vitesse de régression se met sous la forme simplifiée donnée par la relation (6.11)
- **R11** : le débit total \dot{m} est constant au cours de l'essai

Ces hypothèses permettent d'aboutir à la relation (6.15) qui conduit à une estimation de 30 Hz pour le glissement fréquentiel. Cette valeur est plus proche de la valeur expérimentale par rapport à l'estimation basée sur le modèle de Carmicino, mais le glissement reste surestimé d'un facteur 2.

Les deux modèles présentés fournissent de bons ordres de grandeur pour la fréquence de détachement tourbillonnaire ainsi que pour le glissement fréquentiel. Il apparaît néanmoins que le glissement est surestimé dans les deux cas, d'un facteur allant de 2 à 3. L'origine de cette instabilité dans le cas d'une injection d'oxydant gazeux provient de la génération périodique de tourbillons à la fin du bloc de combustible qui sont ensuite convectés dans la post-chambre et génèrent une fluctuation de pression en traversant le col de la tuyère. Le glissement fréquentiel semble être provoqué par l'augmentation du diamètre du canal qui implique une diminution de la vitesse de l'écoulement et donc de la vitesse des tourbillons. Ceci entraîne alors à son tour une diminution de la fréquence de l'instabilité.

L'analyse des essais réalisés avec une injection d'oxydant liquide et présentée au Chapitre 4, a montré des instabilités dans des gammes de fréquence similaires à celles rencontrées avec l'injection gazeuse. Bien que l'injection liquide puisse avoir un effet important pour l'écoulement de la pré-chambre et au début du bloc de combustible, il est probable que la totalité de l'oxydant soit gazeux très rapidement après le début du bloc de combustible, et donc également à la fin du bloc. L'écoulement dans cette région du moteur est donc certainement assez similaire entre les deux configurations. Par conséquent, il paraît pertinent de penser que les modèles précédents s'appliquent aux essais avec injection d'oxydant liquide, et que les instabilités observées dans cette configuration proviennent du même phénomène hydrodynamique de détachement tourbillonnaire.

Lors des essais avec injection liquide, des glissements fréquentiels ont été observés d'une manière semblable à celui observé dans le cas avec injection gazeuse. Il a également été mis en évidence des sauts fréquentiels se traduisant par une augmentation spontanée de la fréquence. Ces sauts fréquentiels pourraient trouver leur origine dans un changement du nombre de tourbillons dans la post-chambre au cours d'un essai. Ceci se traduit directement par une augmentation de la fréquence dans la relation (6.6) du modèle de Rossiter si m_{ross} augmente, ou par une diminution de la fréquence si m_{ross} diminue. Les sauts de fréquences observés dans le cas avec injection liquide nécessitent un certain temps de fonctionnement du moteur. Il est possible que cet effet n'ait pas eu lieu dans le cas avec injection gazeuse du fait de la durée courte de l'essai. Alors que ces sauts de fréquence sont justifiables physiquement et quantifiables à partir de l'approche de Rossiter, ils ne pourraient se justifier que par un changement du nombre de Strouhal dans l'approche de Carmicino. Il a donc été choisi de se concentrer sur le modèle de Rossiter afin de comprendre et analyser les instabilités hydrodynamiques observées durant les essais du moteur hybride.

6.2 Modélisation des instabilités - I

6.2.1 Elaboration et description du modèle (partie 1)

Afin d'élaborer le modèle sur base de celui de Rossiter, les essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14 présentés au Chapitre 4 et ayant une configuration avec injection d'oxydant liquide seront utilisés comme références. Ces deux essais sont intéressants puisqu'ils comportent respectivement 1 ou 2 sauts fréquentiels ainsi que des glissements de ces fréquences au cours du fonctionnement du moteur. Dans le cas de la présence de sauts fréquentiels, l'hypothèse **R5** qui suppose que le nombre de tourbillons dans la post-chambre est constant n'est plus valide.

Dans un premier temps, on va chercher à déterminer la fréquence de l'instabilité hydrodynamique à chaque instant au cours des essais. Pour cela on s'appuie sur le modèle et les hypothèses présentés au paragraphe précédent, en remplaçant la fréquence et le diamètre finaux par les valeurs instantanées. La relation (6.15) devient alors :

$$f(t) = f_0 \left(\frac{D_0}{D(t)} \right)^2 \left(\frac{u_0/c + 1/k_{ross}}{u_0 \left(\frac{D_0}{D(t)} \right)^2 / c + 1/k_{ross}} \right) \quad (6.16)$$

On a alors toujours $f(t = t_0) = f_0$ et $f(t = t_f) = f_f$.

Alors que dans le cas précédent, la vitesse initiale u_0 et le coefficient k_{ross} ont pu être estimés numériquement, les essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14 n'ont pas été simulés. Les valeurs de u_0 et k_{ross} ne sont donc pas connues a priori, de même que la vitesse du son.

D'après la définition du coefficient k_{ross} et l'hypothèse **R8** on peut écrire :

$$k_{ross} = \frac{u_{vor}(t)}{u(t)} = \frac{u_{vor,0}}{u_0} \quad (6.17)$$

avec $u_{vor,0}$ la vitesse initiale des tourbillons dans la post-chambre.

D'après les relations (6.14) et (6.17) on a :

$$u_{vor}(t) = k_{ross}u(t) = k_{ross}u_0 \left(\frac{D_0}{D(t)} \right)^2 = u_{vor,0} \left(\frac{D_0}{D(t)} \right)^2 \quad (6.18)$$

Après quelques manipulations, on peut réécrire l'équation (6.16) en fonction de la vitesse des tourbillons :

$$f(t) = f_0 \left(\frac{D_0}{D(t)} \right)^2 \left(\frac{u_{vor,0} + c}{u_{vor,0} \left(\frac{D_0}{D(t)} \right)^2 + c} \right) \quad (6.19)$$

De la même façon, la relation (6.6) qui donne la fréquence du modèle de Rossiter conduit alors à l'expression suivante en fonction de la vitesse des tourbillons :

$$f(t) = \frac{1}{L_{ross}} \left(\frac{m_{ross}(t) - \alpha}{1/c + 1/u_{vor}(t)} \right) \quad (6.20)$$

La fréquence peut donc être déterminée uniquement à partir de la vitesse des tourbillons et non plus à partir de la vitesse de l'écoulement et de la constante k_{ross} . La vitesse $u_{vor,0}$ reste cependant également inconnue. Afin de la déterminer on utilise la fréquence initiale f_0 . Celle-ci est connue expérimentalement et correspond à la valeur de la fréquence au début des essais. La relation précédente peut donc s'écrire à l'instant initial, conduisant à l'équation suivante :

$$f_0 = \frac{1}{L_{ross}} \left(\frac{m_{ross,0} - \alpha}{1/c + 1/u_{vor,0}} \right) \quad (6.21)$$

On suppose que $\alpha = 0$ (comme précédemment) et que la vitesse du son est identique à la valeur obtenue dans le cas des simulations ($c = 1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$). Pour une valeur unique de fréquence initiale f_0 , il existe donc théoriquement une infinité de couples $(m_{ross,0}, u_{vor,0})$ possibles, avec $m_{ross,0} \in \mathbb{N}$ et $u_{vor,0} \in \mathbb{R}^+$. Par exemple, une fréquence initiale de 470 Hz peut être obtenue avec les couples $(m_{ross,0}, u_{vor,0})$ suivants : (1, 49.3), (2, 24.1), (3, 15.9), (4, 11.9) etc. En pratique, des valeurs physiques cohérentes pour le nombre de tourbillons et leurs vitesses limitent le nombre de couples possibles. Par exemple, le couple (100, 0.47) semble très peu probable puisque le nombre de tourbillons observés dans les simulations est de 2 ou 3, avec une vitesse pour les tourbillons de l'ordre de $15 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Pour la configuration de moteur étudiée, on pourra supposer que le nombre de tourbillons n'excède pas 10, ce qui donnerait une vitesse de tourbillons minimale de $4.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$.

En pratique, les sauts de fréquences au cours de certains essais pourraient correspondre à un changement de mode, c'est-à-dire un changement du nombre de tourbillons dans la post-chambre. A chaque changement de mode dans la relation (6.20) correspond une valeur unique de Δf . Ceci signifie que pour des essais où un saut fréquentiel a été observé, la valeur du saut doit permettre de déterminer les modes. Il est en revanche impossible de déterminer avec certitude la valeur du nombre de modes pour les essais où il n'y a pas eu de sauts fréquentiels.

A ce stade, on souhaite utiliser la relation (6.19) pour déterminer l'évolution de la fréquence de l'instabilité hydrodynamique au cours du temps. La fréquence initiale est connue expérimentalement et permet de déterminer une liste de couples $(m_{ross,0}, u_{vor,0})$ qui satisfont la valeur f_0 . Il reste donc à connaître l'évolution du diamètre à la fin du bloc de combustible en fonction du temps. Les capteurs ultrasonores ne sont pas installés à cette position et ne permettent pas de mesurer expérimentalement le diamètre juste avant la post-chambre. Pour estimer la valeur du diamètre en fonction du temps, on se base sur la loi présentée au Chapitre 2, rappelée ci-dessous, et qui donne l'évolution du diamètre en fonction du diamètre initial, du temps, du débit d'oxydant et des coefficients de la loi de régression.

$$D(t) = \left[D_0^{2b+1} + \frac{2^{2b+1} (2b+1) a}{\pi^b} \dot{m}_{ox}^b t \right]^{1/(2b+1)} \quad (6.22)$$

Le coefficient b étant obtenu à partir de l'ensemble de la base de données, le coefficient a est ensuite ajusté pour que le diamètre final issu de la loi précédente corresponde à la valeur mesurée expérimentalement à la fin des essais ($D(t = t_f) = D_f$), comme cela a été présenté au Chapitre 4.

Le modèle précédent fait l'hypothèse que la fréquence initiale apparaît dès le début des essais et donc que le diamètre au moment de l'apparition de l'instabilité est égal au diamètre initial. Cependant, il a été montré que pour certains essais, l'apparition de l'instabilité se produit à un instant avancé pendant les tirs et non dès le début. C'est par exemple le cas de l'essai Hytelsat 14 pour lequel le premier mode apparaît environ 12 s après le début du tir. Il est nécessaire de prendre en compte ce délai puisque le diamètre au moment de l'apparition du mode n'est plus identique à celui de l'instant initial. L'instant d'apparition du premier mode est noté t_1 et est connu expérimentalement. La relation (6.22) permet alors de calculer le diamètre $D(t_1)$ à cet instant :

$$D(t_1) = \left[D_0^{2b+1} + \frac{2^{2b+1} (2b+1) a}{\pi^b} \dot{m}_{ox}^b t_1 \right]^{1/(2b+1)} \quad (6.23)$$

La fréquence de l'instabilité à cet instant est donc donnée par :

$$f_{t_1} = \frac{1}{L_{ross}} \left(\frac{m_{ross,t_1} - \alpha}{1/c + 1/u_{vor,t_1}} \right) \quad (6.24)$$

Cette relation permet par conséquent de déterminer les couples $(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1})$ possibles. Enfin, la relation suivante, qui provient de l'équation (6.19), permet de déterminer l'évolution de la fréquence au cours du temps :

$$\forall t \geq t_1 : f(t) = f_{t_1} \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2 \left(\frac{u_{vor,t_1} + c}{u_{vor,t_1} \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2 + c} \right) \quad (6.25)$$

Pour les deux essais considérés, le modèle est utilisé avec 3 modes initiaux différents : $m_{ross,t_1} = 1, 2$ ou 3. Les modes suivants sont également calculés afin de déterminer les sauts fréquentiels. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.2 qui met en parallèle les données expérimentales issues du traitement par transformée de Hilbert décrite au Chapitre 4 (courbes en rouge) et les évolutions de la fréquence théorique issues de l'application du modèle qui vient d'être décrit (courbes en noir). Le Tableau 6.1 présente les valeurs utilisées pour les couples $(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1})$.

	Hyprogeo 05	Hytelsat 14
	$f_{t_1} = 610$ Hz	$f_{t_1} = 640$ Hz
$(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1})$ ([-],[m · s ⁻¹])	(1, 65.0)	(1, 68.4)
$(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1})$ ([-],[m · s ⁻¹])	(2, 31.5)	(2, 33.1)
$(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1})$ ([-],[m · s ⁻¹])	(3, 20.8)	(3, 21.8)

TABLEAU 6.1 – Paramètres pour les calculs des différents modes avec $\alpha = 0$.

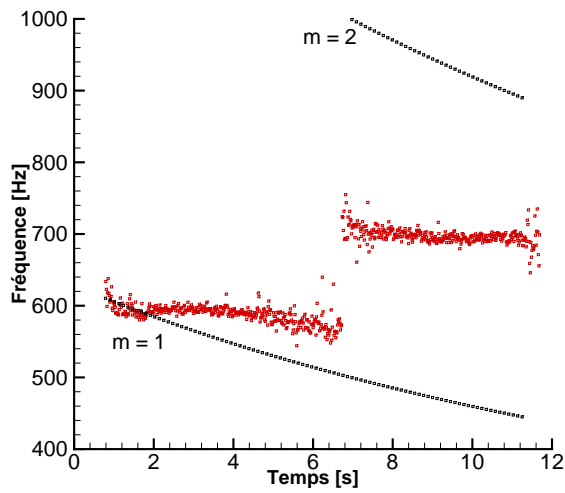
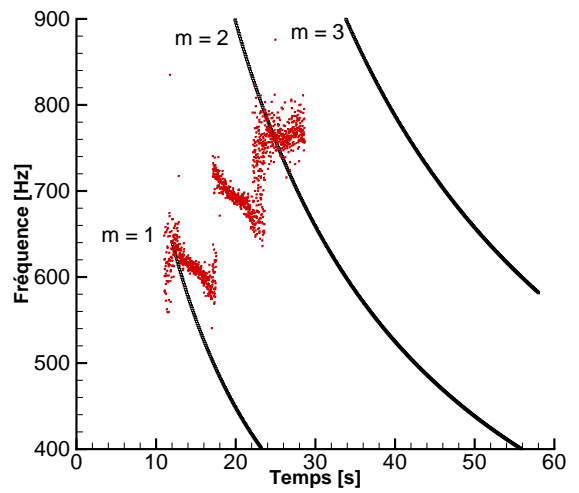
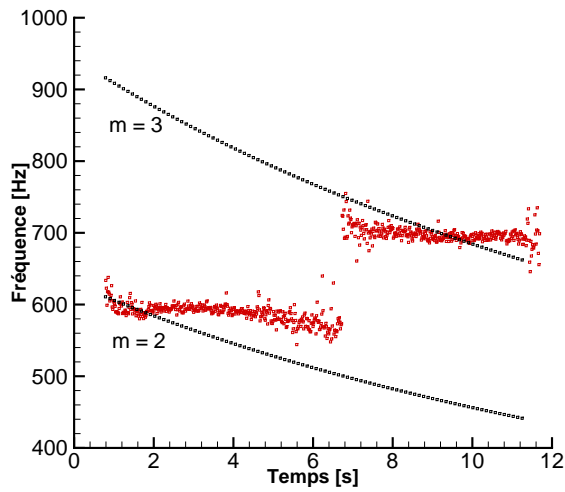
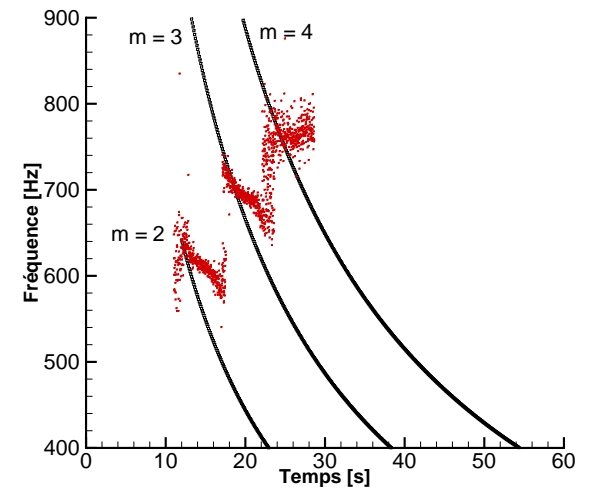
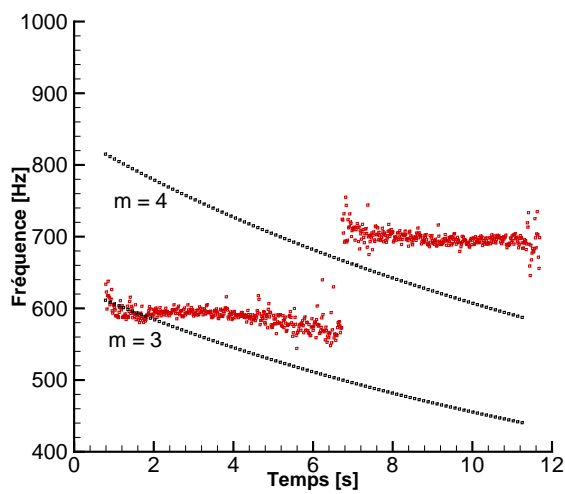
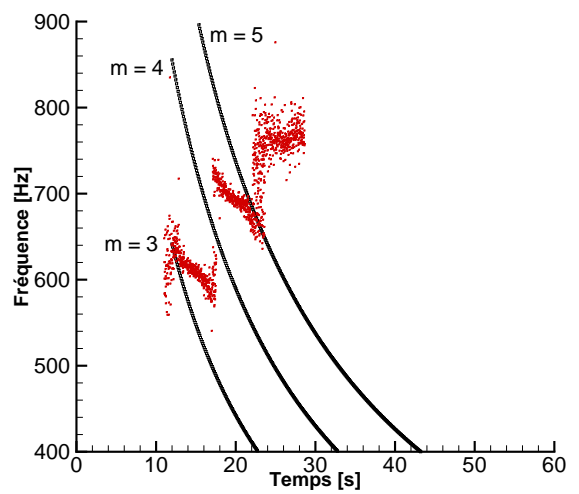
(a) $m_{ross,t_1} = 1$ (b) $m_{ross,t_1} = 1$ (c) $m_{ross,t_1} = 2$ (d) $m_{ross,t_1} = 2$ (e) $m_{ross,t_1} = 3$ (f) $m_{ross,t_1} = 3$

FIGURE 6.2 – Résultats de l'application du modèle préliminaire sur les essais Hyprogeo 05 (gauche) et Hytelsat 14 (droite).

Pour les deux essais, le choix du mode initial $m_{ross,t_1} = 1$ entraîne un saut de fréquence nettement plus important que celui observé expérimentalement puisque les courbes pour les modes suivants sont largement au dessus de celles des deuxièmes et troisièmes (pour le cas Hytelsat 14) fréquences expérimentales. A l'inverse, le choix du mode initial $m_{ross,t_1} = 3$ conduit à des sauts de fréquences théoriques plus faibles que les observations et les courbes des modes 4 et 5 (cas Hytelsat 14) sont en dessous de la réalité. Cependant, le cas intermédiaire avec le choix du mode initial $m_{ross,t_1} = 2$ fournit des résultats théoriques assez proches des valeurs expérimentales en ce qui concerne la valeur du saut de fréquence Δf entre les modes 2 et 3 mais également entre les modes 3 et 4 dans le cas de l'essai Hytelsat 14. A partir de ces données, la configuration la plus probable pour le choix du mode initial et pour les deux essais présentés semble être $m_{ross,t_1} = 2$. Il est cependant à noter que les sauts de fréquences pourraient potentiellement provenir de changements de modes non consécutifs. Par exemple, le saut de fréquence de l'essai Hyprogeo 05 est explicable par le passage du mode 2 au mode 3 qui sont consécutifs, mais pourrait aussi correspondre au passage du mode 4 au mode 6 qui ne sont pas consécutifs (Figure 6.3). Il n'est toutefois pas possible de choisir une solution plus probable que l'autre sans moyens autres tels que des simulations numériques par exemple.

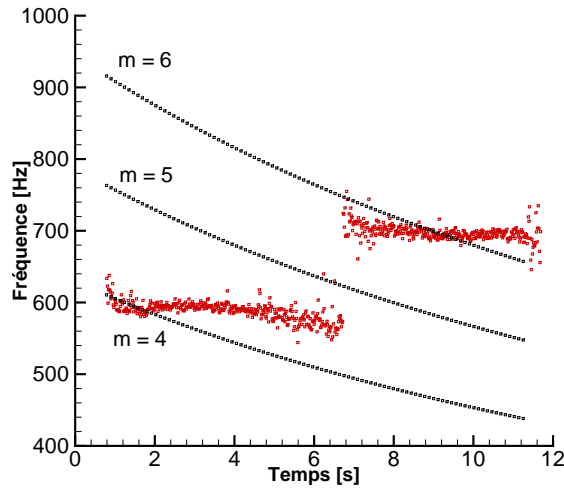


FIGURE 6.3 – Saut fréquentiel de l'essai Hyprogeo 05 avec des modes non consécutifs.

Quelque soit le mode initial effectif, le glissement fréquentiel est surestimé dans tous les cas. En effet, les courbes théoriques issues du modèle prédisent des diminutions de fréquence très supérieures à celles effectivement observées. Ce comportement est similaire à celui qui a été décrit lors de l'analyse de l'essai avec catalyseur, qui prédisait un glissement fréquentiel théorique d'environ 30 Hz pour seulement 15 Hz durant l'essai. Pour tenter de comprendre l'origine de cette mauvaise estimation du glissement, plusieurs pistes peuvent être explorées. La première concerne l'hypothèse **R11** qui suppose que le débit total durant l'essai est constant. Même s'il a été montré que la variation du débit de combustible était très faible (relation 6.13), celle-ci pourrait avoir un effet sur l'écoulement et en particulier sur la vitesse à la fin du bloc de combustible. L'équation (6.25) peut s'écrire sous une autre forme qui découle de l'application de l'expression (6.20) et qui ne dépend temporellement que de la vitesse des tourbillons :

$$\forall t \geq t_1 : f(t) = f_{t_1} \left(\frac{1/c + 1/u_{vor,t_1}}{1/c + 1/u_{vor}(t)} \right) \quad (6.26)$$

La prise en compte de la variation du débit total au cours de l'essai modifie donc l'évolution de u_{vor} selon la relation suivante :

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right) \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2 \quad (6.27)$$

Bien que plus correcte physiquement, l'application de cette modification conduit néanmoins à des résultats très proches de ceux obtenus précédemment du fait des faibles variations de débit de combustible au cours des essais. Cette modification ne permet donc pas, à elle seule, de justifier la surestimation des glissements fréquentiels obtenus par l'application du modèle.

La vitesse du son est un autre paramètre qui est considéré comme constant (hypothèse **R7**) mais qui pourrait avoir une influence. Celle-ci intervient directement dans la relation (6.26) et pourrait dépendre du temps au dénominateur au lieu d'être constante. Elle est fonction notamment de la température de l'écoulement dans le moteur et donc du rapport de mélange. Bien que le rapport de mélange instantané ne soit pas connu précisément, l'estimation de la faible variation du débit de combustible au cours de l'essai tend à dire que le rapport de mélange évolue également faiblement. Un calcul théorique avec un code d'équilibre thermodynamique [5] a été effectué afin d'étudier les variations de la vitesse du son pour un rapport de mélange qui varie de 5 à 10, ce qui est supérieur aux variations que l'on peut attendre expérimentalement pour les essais présentés. Le calcul a montré que la vitesse du son théorique pourrait varier entre 1049 et 1097 m · s⁻¹, alors que dans le même temps, la vitesse des tourbillons peut varier de plus de 30 %. Le terme $1/c$ étant de l'ordre de quelques pourcents du terme $1/u_{vor}$, il n'est a priori pas possible de justifier l'écart entre glissement fréquentiel théorique et expérimental à cause de l'hypothèse de vitesse du son constante.

Une analyse similaire a été effectuée en ce qui concerne l'hypothèse **R9** qui suppose que la densité de l'écoulement est constante au cours des essais. De la même manière que la prise en compte des variations du débit, un facteur supplémentaire $\left(\frac{\rho_{t_1}}{\rho(t)}\right)$ pourrait être intégré dans la relation (6.27). En supposant une variation de 5 à 10 pour le rapport de mélange, ce terme vaut théoriquement 0.94. Sachant que le rapport de mélange a sans doute nettement moins évolué durant les essais, le rapport de la densité initiale et de la densité instantanée est probablement encore plus proche de 1, justifiant l'hypothèse **R9**. Ceci n'est cependant valable que si la pression dans le moteur est constante, ce qui est vrai la plupart du temps.

L'hypothèse **R6** qui suppose que le coefficient α est nul pourrait également être discutée. Pour rappel, ce coefficient traduit le délai entre le passage du tourbillon au col sonique et la génération de l'onde acoustique retour. Les modifications géométriques de la chambre de combustion au cours des essais ne devraient pas avoir d'influence sur ce délai et les conditions de pression et température dans le moteur sont quasi-constantes. Il n'y a donc a priori pas de raison pour justifier une variation de ce coefficient. On peut trouver des valeurs pouvant aller jusqu'à 0.25 dans la littérature. Une mauvaise valeur du coefficient α donnerait une valeur erronée de la vitesse u_{vor,t_1} , pour satisfaire à la condition de fréquence initiale f_{t_1} dans la relation (6.24). Cependant même si la valeur physique réelle est non nulle, celle-ci n'aura pas d'impact sur l'évolution de la fréquence au cours de l'essai puisque α est constant. D'une manière similaire au fait que le mode initial n'a pas d'influence sur l'évolution des fréquences, il en est donc de même pour le coefficient α .

Les derniers paramètres simples à étudier sont les coefficients a et b qui interviennent dans la loi de vitesse de régression. Le coefficient b , dépendant du couple oxydant/combustible et des conditions de fonctionnement du moteur, a été déterminé par interpolation sur l'ensemble des essais de la base de données. Le coefficient a , a ensuite été défini pour chaque essai de manière à ce que le diamètre final calculé soit égal au diamètre final mesuré à la fin du bloc de combustible. Il est cependant possible que les coefficients définis de cette manière soient différents des coefficients réels propres à chaque essai. Afin d'étudier l'influence de ces paramètres sur l'évolution de la fréquence des différents modes, trois valeurs différentes de b ont été testées et sont décrites dans le Tableau 6.2. Les coefficients a ont été modifiés en conséquence afin de toujours respecter la condition $D(t = t_f) = D_f$. Les résultats des différents cas de calculs sont présentés sur la Figure 6.4 et ont été effectués avec le paramètre $m_{ross,t_1} = 2$, correspondant au cas le plus probable vis-à-vis des données expérimentales. Bien que la valeur des paramètres ait une influence visible sur les courbes des différents modes, la tendance générale et l'évolution de la fréquence ne sont que faiblement impactées, ce qui ne permet pas non plus d'expliquer les écarts entre théorie et résultats expérimentaux.

	Hyprogeo 05	Hytelsat 14
	a [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	a [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]
$b = 0.54$	1.70e-5	2.44e-5
$b = 0.64$	1.05e-5	1.55e-5
$b = 0.74$	0.66e-5	0.99e-5

TABLEAU 6.2 – Paramètres des différents calculs pour l'étude de l'influence des coefficients de la loi de régression.

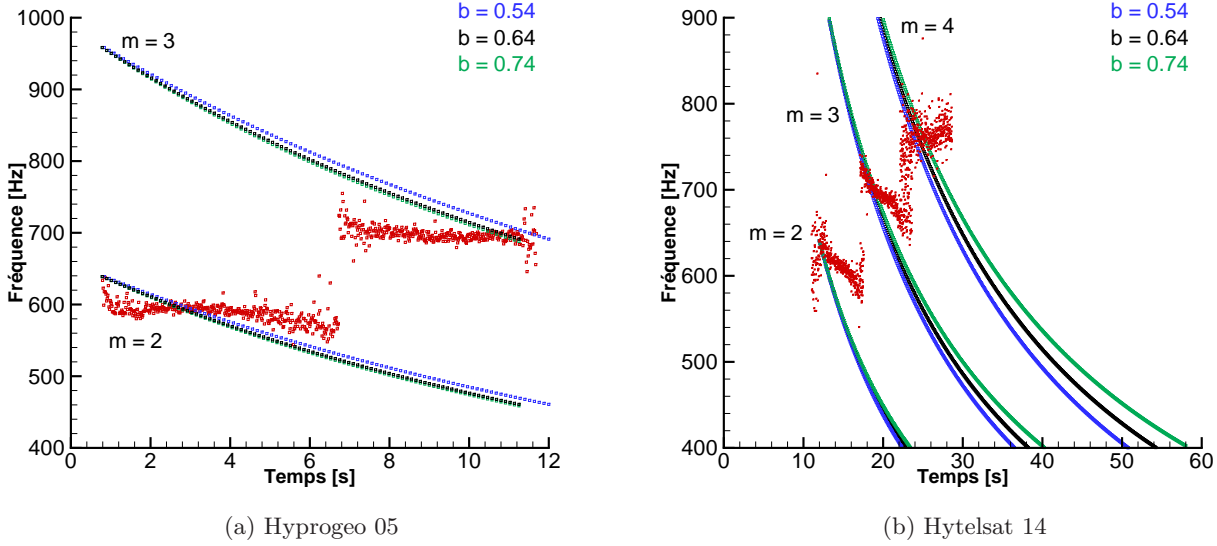


FIGURE 6.4 – Influence du coefficient b sur l'évolution des fréquences.

6.2.2 Récapitulatif du modèle (partie 1)

On rappelle que le modèle vise à restituer l'évolution des fréquences des instabilités hydrodynamiques qui apparaissent pendant certains essais hybrides. La fréquence instantanée $f(t)$ est donnée par la relation (6.26) et est fonction de la fréquence initiale de l'instabilité f_{t_1} qui apparaît au temps t_1 , de la vitesse du son c dont la valeur est fixée égale à celle obtenue dans les simulations numériques pour le cas avec catalyseur, de la vitesse des tourbillons u_{vor,t_1} à l'instant t_1 et de la vitesse instantanée des tourbillons $u_{vor}(t)$. Ceci peut se résumer sous la forme suivante :

$$f(t) = \mathcal{F}(f_{t_1}, u_{vor,t_1}, u_{vor}(t), c) \quad (6.28)$$

Les valeurs t_1 et f_{t_1} sont connues expérimentalement et correspondent respectivement au temps d'apparition et à la fréquence du premier mode d'instabilité observé.

La vitesse des tourbillons est a priori inconnue, mais celle-ci est supposée proportionnelle à la vitesse de l'écoulement juste en amont de la post-chambre, c'est à dire à la fin du bloc de combustible. Le coefficient de proportionnalité k_{ross} est supposé constant au cours des essais, ce qui permet d'écrire la relation (6.17). La vitesse de l'écoulement à la fin du bloc de combustible $u(t)$ est fonction de la vitesse à t_1 , du débit et du diamètre instantanés et à t_1 . Ces hypothèses conduisent à l'équation (6.27) qui donne l'évolution de la vitesse des tourbillons :

$$u_{vor}(t) = \mathcal{F}(u_{vor,t_1}, t_1, \dot{m}(t), D(t)) \quad (6.29)$$

La connaissance des diamètres initial D_0 et final D_f ainsi que la durée de l'essai, permettent de déterminer les coefficients a et b de la loi de vitesse de régression et donc de déterminer les valeurs $\dot{m}_{t_1}, D_{t_1}, \dot{m}(t), D(t)$.

Le dernier paramètre qu'il reste donc à évaluer est la vitesse des tourbillons à l'instant t_1 (u_{vor,t_1}). Pour la calculer on utilise la relation (6.24) qui lie la fréquence d'apparition des instabilités à l'instant t_1 à la vitesse des tourbillons au même instant :

$$f_{t_1} = \mathcal{F}(L_{ross}, c, \alpha, m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1}) \quad (6.30)$$

La fréquence f_{t_1} est déterminée expérimentalement, L_{ross} est un paramètre géométrique connu et α est supposé nul. Cette équation permet alors de déterminer une infinité de couples $(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1})$ envisageables. Sans informations supplémentaires, il ne serait pas possible d'identifier le couple le plus probable. Cependant, les essais sélectionnés pour l'étude ont montré des sauts de fréquences Δf qui ne peuvent correspondre qu'à certains changements de modes. Ceci permet alors de sélectionner le couple le plus probable et donc de déterminer m_{ross,t_1} et u_{vor,t_1} :

$$(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1}) = \mathcal{F}(L_{ross}, c, \alpha, f_{t_1}, \Delta f) \quad (6.31)$$

Tous les paramètres nécessaires pour le calcul des fréquences sont alors connus et les résultats des calculs pour différents modes ont été présentés sur la Figure 6.2. La Figure 6.5 expose le modèle préliminaire sous la forme d'un schéma global.

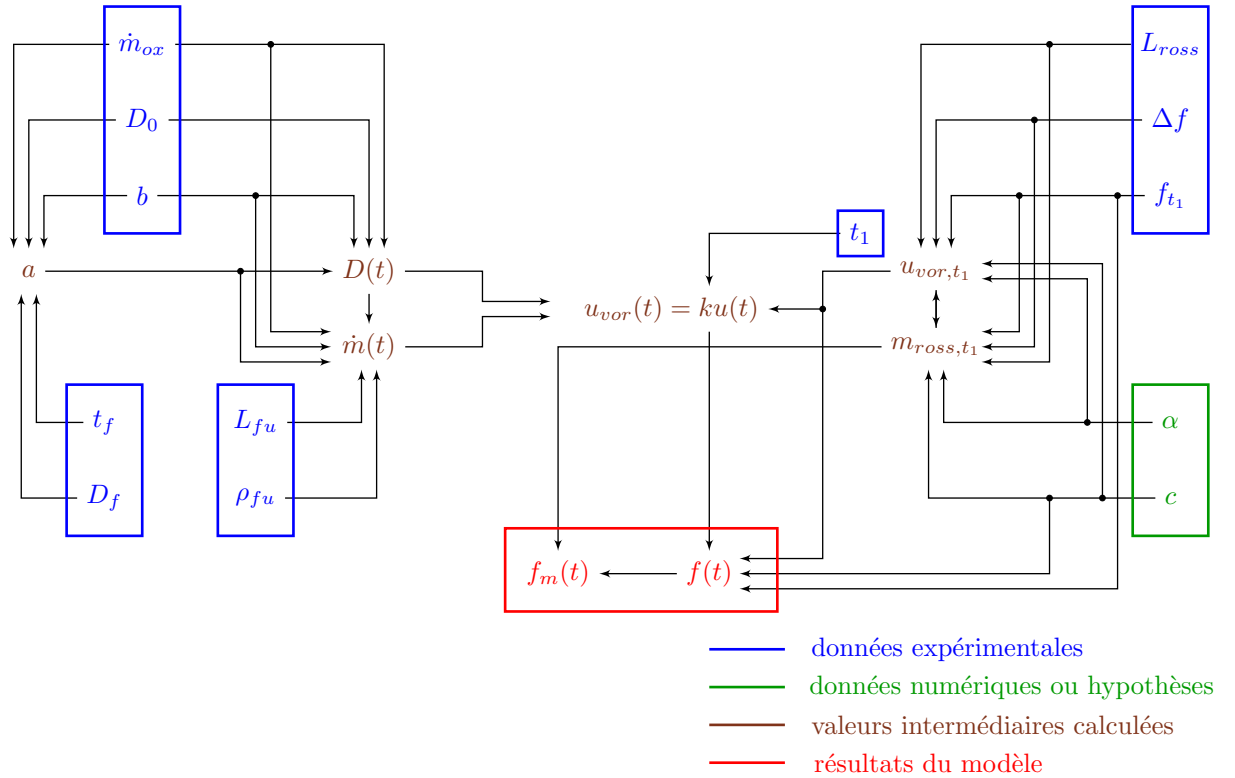


FIGURE 6.5 – Schéma global du modèle préliminaire.

Le modèle actuel permet de reproduire assez bien les sauts fréquentiels observés expérimentalement sur les essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14 pour un mode de Rossiter au début des instabilités égal à 2. Cependant, les glissements théoriques des fréquences du modèle sont largement supérieurs à ceux observés expérimentalement. Pour tenter de justifier ces écarts, diverses hypothèses du modèle ont été analysées pour éventuellement identifier celles qui auraient pu être abusives. Il apparaît cependant que ni les variations de débit, de vitesse du son ou de densité ne peuvent justifier ces écarts. L'influence du coefficient α ou encore les valeurs des paramètres a et b de la loi de vitesse de régression ne permettent pas non plus de comprendre la surestimation du glissement fréquentiel. Une modification importante du modèle précédent va donc être proposée et développée dans la section suivante, afin de tenter de répondre à cette problématique.

6.2.3 Elaboration et description du modèle (partie 2)

Physiquement, la variation fréquentielle des modes correspond à la variation de la vitesse des tourbillons dans la post-chambre du moteur. D'après l'hypothèse **R1** du modèle de Rossiter, la vitesse de ces tourbillons est proportionnelle à celle de l'écoulement en sortie du bloc de combustible. Durant un essai, le diamètre du canal central de la chambre de combustion, et donc la surface de la section de sortie, augmentent du fait de la régression du combustible. Sachant que le débit total varie très peu, la vitesse de l'écoulement diminue donc au cours du temps, ce qui se traduit directement par une diminution de la vitesse des tourbillons. Le modèle surestime de manière importante la diminution de cette vitesse au cours des essais. L'erreur pourrait donc provenir de plusieurs origines :

- La première possibilité pourrait être que la variation de la vitesse de l'écoulement $u(t)$ théorique à la fin du bloc de combustible soit mal évaluée et trop importante par rapport à la réalité. Ceci entraînerait par conséquent une erreur identique sur la vitesse des tourbillons du fait de la relation de proportionnalité directe entre ces deux vitesses.

- La seconde possibilité pourrait être la remise en cause de cette même relation de proportionnalité. Il est en effet envisageable que la vitesse de l'écoulement dans la section de sortie de la chambre de combustion soit correctement calculée, mais que le rapport entre celle-ci et la vitesse des tourbillons dans la post-chambre soit plus complexe que la simple relation (6.17).

Les variations de la vitesse de l'écoulement dans la section de sortie du bloc de combustible dépendent du débit total, de la densité et de la surface de la section de sortie. Il a été montré que les variations du débit total et de la densité au cours des essais sont très faibles et ne peuvent pas avoir une influence notable sur la vitesse de l'écoulement. Le diamètre final du bloc de combustible dans la section de sortie est mesuré expérimentalement et est donc correct, à l'erreur de mesure près. Il n'y a donc a priori pas de raison de penser que l'estimation des variations de la vitesse de l'écoulement dans cette section soit fausse.

L'autre piste possible concerne la relation entre la vitesse de l'écoulement en sortie de canal central et celle des tourbillons dans la post-chambre du moteur. Si la vitesse en sortie de canal est estimée correctement et que malgré cela, le modèle surestime les glissements fréquents, c'est que la vitesse des tourbillons doit en réalité diminuer plus faiblement que la valeur calculée, et donc que la relation (6.17) est à revoir.

Les simulations présentées au Chapitre 5 ont montré la présence d'une zone de recirculation dans la post-chambre. Cette recirculation peut avoir un rôle sur la vitesse locale de l'écoulement dans cette région. En effet, dans la région de recirculation le débit moyen est nul, ce qui signifie que la totalité du débit de l'écoulement passe à travers une section dite « effective » dans la post-chambre qui ne contient pas la zone de recirculation. La Figure 6.6 présente le schéma de principe de l'effet de la zone de recirculation sur la vitesse locale de l'écoulement dans la post-chambre, notée u_{eff} , dans la section effective caractérisée par un rayon effectif noté R_{eff} .

En prenant en compte cet effet, deux modifications du modèle sont proposées :

1. Afin de conserver l'idée de proportionnalité entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse des tourbillons, la relation $u_{vor}(t) = k_{ross}u(t)$ est remplacée par la relation (6.32). La vitesse des tourbillons est donc désormais considérée comme proportionnelle à la vitesse locale de l'écoulement dans la post-chambre u_{eff} et non à la vitesse en sortie du canal de combustible.

$$u_{vor}(t) = k_{ross}u_{eff}(t) \quad (6.32)$$

2. La vitesse locale de l'écoulement dans la post-chambre est liée à la vitesse en sortie de bloc à travers un coefficient non constant, noté β , d'après la relation suivante :

$$u_{eff}(t) = \beta(t)u(t) \quad (6.33)$$

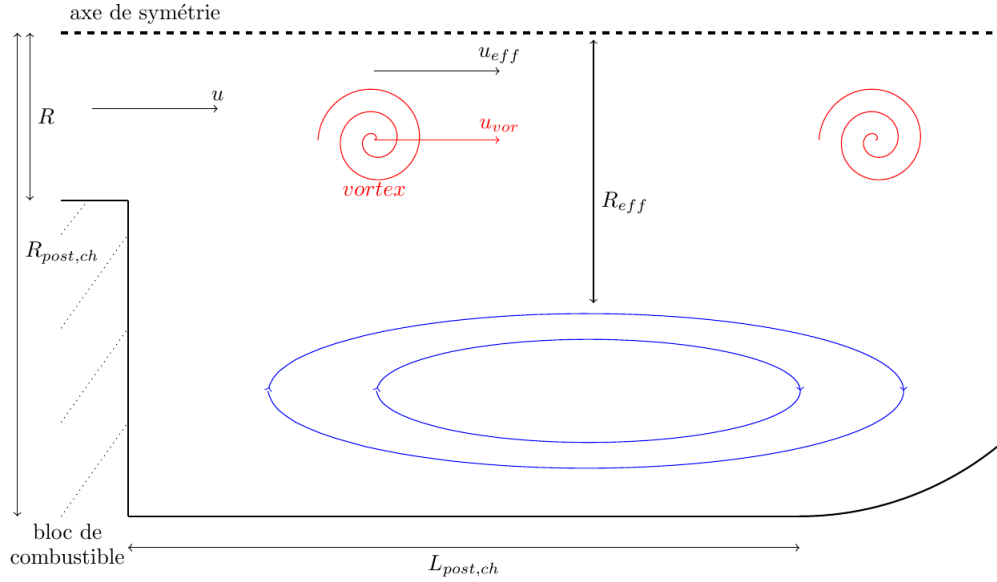


FIGURE 6.6 – Schéma de principe de l'effet de la zone de recirculation sur les vitesses.

Afin de donner une signification physique à ce nouveau coefficient β , on s'appuie sur la présence de la zone de recirculation dans la post-chambre. Celle-ci permet d'écrire la conservation du débit total entre la section de sortie du bloc de combustible et la section effective du fait du débit nul à travers la zone de recirculation (Figure 6.7) :

$$\pi \rho u(t) R^2(t) = \pi \rho u_{eff}(t) R_{eff}^2(t) \quad (6.34)$$

Cette relation conduit alors finalement à la définition de β :

$$u_{eff}(t) = u(t) \left(\frac{R(t)}{R_{eff}(t)} \right)^2 \quad (6.35)$$

d'où :

$$\beta(t) = \left(\frac{R(t)}{R_{eff}(t)} \right)^2 \quad (6.36)$$

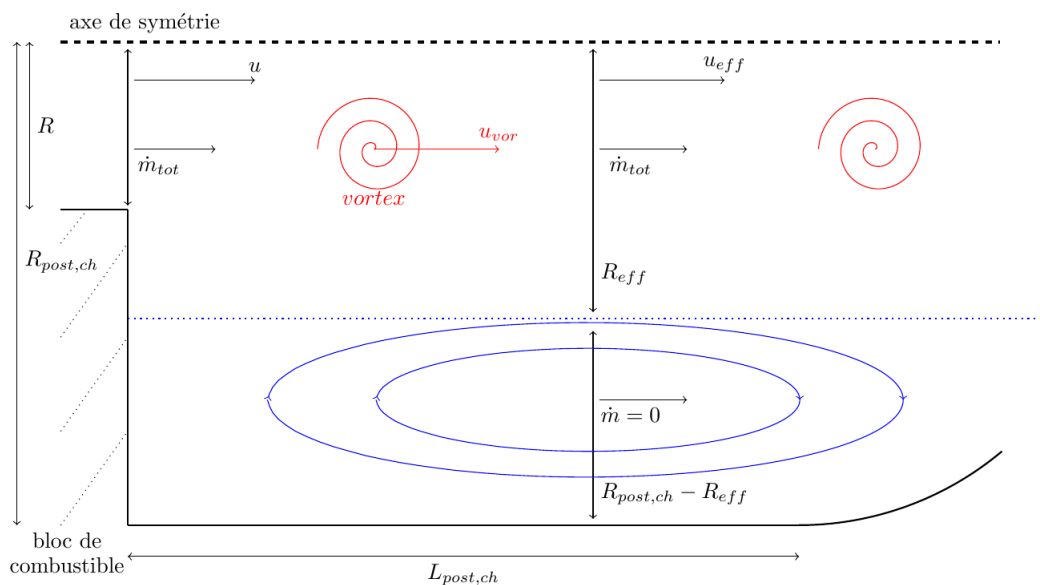


FIGURE 6.7 – Principe de la conservation du débit dans la post-chambre.

Les relations (6.32) et (6.33) permettent d'aboutir à une nouvelle expression pour la vitesse des tourbillons :

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right) \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right) \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2 \quad (6.37)$$

Même si le nouveau terme $\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}}$ de cette relation n'est pas connu a priori, on peut traiter aisément deux cas particuliers du rayon effectif :

- La première configuration pour laquelle le coefficient β est connu, est le cas où le rayon effectif est égal au rayon à la fin du bloc de combustible ($R_{eff}(t) = R(t)$). Dans cette configuration, la zone de recirculation occupe la totalité de la cavité de la post-chambre et il n'y a donc pas de différence de vitesse de l'écoulement entre la fin du canal central et la zone effective dans la post-chambre. Les variations de $u(t)$ sont donc directement répercutées sur $u_{vor}(t)$. Ceci se traduit par un coefficient β constant et égal à 1 : $\beta(t) = \beta_{t_1} = 1$. La relation (6.37) est donc identique à la relation (6.27) du modèle précédent. La Figure 6.8 présente le schéma de principe et l'application de cette configuration dans le cas de l'essai Hytelsat 14, pour un mode initial égal à 2.

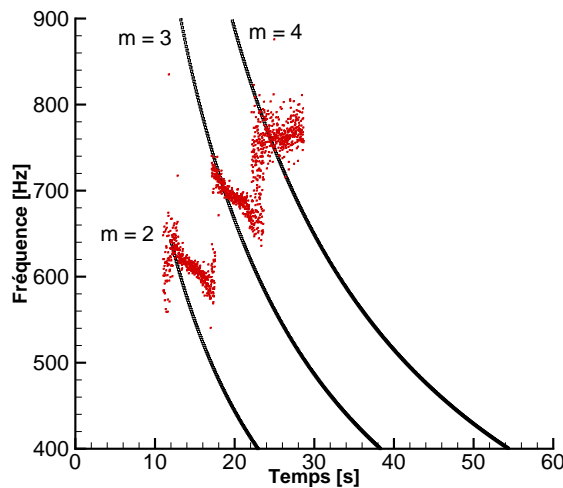
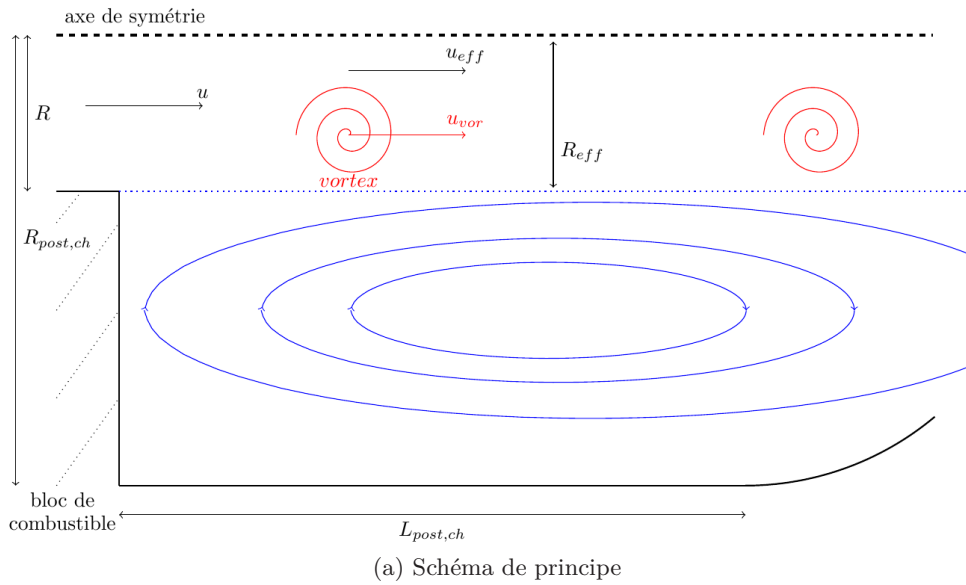


FIGURE 6.8 – Application du modèle pour le cas $R_{eff}(t) = R(t)$ avec $m_{ross,t_1} = 2$ de l'essai Hytelsat 14.

- La seconde configuration concerne le cas où le rayon effectif est égal au rayon de la post-chambre ($R_{eff}(t) = R_{post-ch}$). Dans cette configuration, il n'y a pas de zone de recirculation après le bloc de

combustible et la section effective est simplement la section de la post-chambre. Dans ce cas, le rapport $\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}}$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} = \left(\frac{R(t)}{R_{post-ch}} \right)^2 \left(\frac{R_{post-ch}}{R_{t_1}} \right)^2 = \left(\frac{R(t)}{R_{t_1}} \right)^2 = \left(\frac{D(t)}{D_{t_1}} \right)^2 \quad (6.38)$$

La relation (6.37) devient alors :

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right) \quad (6.39)$$

Physiquement, ce cas traduit le fait que la section effective dans la post-chambre ne varie pas, et donc que seules les variations de débit dans cette section peuvent être à l'origine des variations de vitesse de l'écoulement et donc des tourbillons. De même que précédemment, la Figure 6.9 présente le schéma de principe et les résultats du modèle appliqué à cette configuration dans le cas de l'essai Hytelsat 14 et pour un mode initial égal à 2. On constate que la fréquence du mode 2 ne varie presque pas puisque les variations de débit sont très faibles, et le saut du mode 2 au mode 3 donne une fréquence supérieure à 900 Hz et n'est pas visible sur la figure.

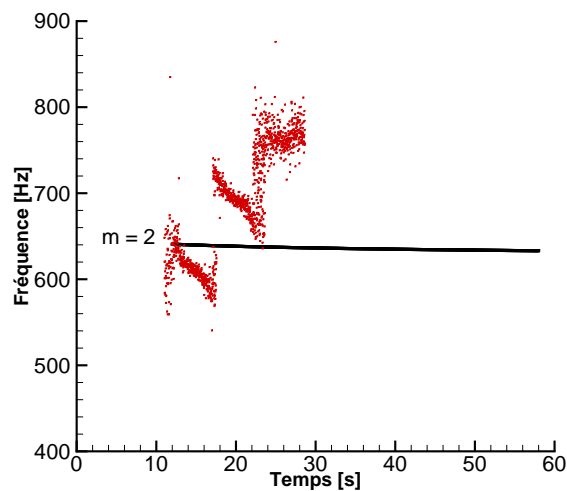
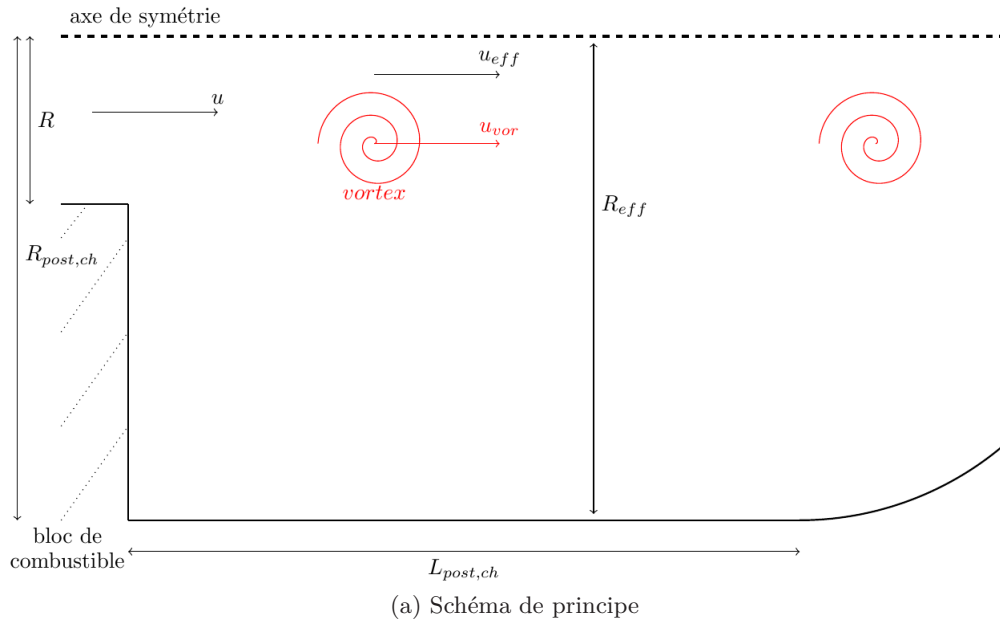


FIGURE 6.9 – Application du modèle pour le cas $R_{eff}(t) = R_{post-ch}$ avec $m_{ross,t_1} = 2$ de l'essai Hytelsat 14.

Les deux configurations qui viennent d'être présentées peuvent être généralisées. La première configuration correspondant au cas où $R_{eff}(t) = R(t)$ conduit à $\beta(t) = \beta_{t_1} = 1$ et $\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} = 1$. Cependant, tous les cas avec une relation du type $R_{eff}(t) = \lambda R(t)$ avec $\lambda = cste$ se traduisent par $\beta = cste$ et donc un rapport $\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} = 1$. Cette situation se traduit par une évolution simultanée et proportionnelle entre le rayon du canal de la chambre de combustion et le rayon effectif dans la post-chambre. Pour tous ces cas, l'évolution de la vitesse des tourbillons est donc identique au modèle précédent sans coefficient β et varie de façon nettement plus importante qu'observé pendant les essais.

La seconde configuration correspondant au cas $R_{eff}(t) = R_{post-ch}$ peut être généralisée à tous les cas où le rayon effectif est constant. Ceci se traduira alors systématiquement par l'égalité (6.38) conduisant à la relation (6.39). Dans ce cas la vitesse des tourbillons sera quasi-constante, de même que les fréquences théoriques des modes calculés.

A ce stade, l'introduction du nouveau coefficient β , qui trouve son origine dans la conservation du débit total entre la fin du bloc de combustible et la post-chambre, a permis de généraliser le modèle initial. Ce coefficient dépend de la taille de la zone de recirculation dans la post-chambre et donc de la section effective dans cette région du moteur. Il a été montré que lorsque le rayon effectif R_{eff} a pour valeur le rayon du canal de la chambre de combustion R ou le rayon de la post-chambre $R_{post-ch}$, le glissement fréquentiel est soit surestimé (comme c'était le cas dans le modèle initial), soit sous-estimé. Il est très probable que la réalité de l'écoulement et de la zone de recirculation se situe entre ces deux configurations, c'est-à-dire avec la présence d'une zone de recirculation n'occupant pas la totalité de la cavité de la post-chambre, et dont les dimensions varient au cours du temps.

Dans cette version du modèle, il est supposé que le coefficient de proportionnalité k_{ross} entre la vitesse des tourbillons et la vitesse effective dans la post-chambre soit constant au cours des essais (eq. (6.32)). Cependant, les conditions de vitesse, de cisaillement et de géométrie varient lors de la régression du combustible et il est donc probable que la taille, l'énergie ou encore la vorticité des tourbillons évoluent. De plus, il a été montré au Chapitre 4 que l'amplitude des instabilités hydrodynamiques variait au cours des essais lorsqu'un mode est établi. Ces modifications sur les tourbillons peuvent avoir un effet sur le rapport de vitesse entre ceux-ci et celle de l'écoulement et il est donc probable que le coefficient k_{ross} varie au cours du temps. La vitesse des tourbillons s'exprime donc sous la forme :

$$u_{vor}(t) = k_{ross}(t)u_{eff}(t) = k_{ross}(t)\beta(t)u(t) \quad (6.40)$$

Finalement, l'équation (6.37) peut s'écrire :

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right) \left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right) \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right) \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2 \quad (6.41)$$

Les coefficients k_{ross} et β ne sont pas connus et varient probablement au cours des essais. Pour pouvoir prendre en compte un tel effet, et pour voir s'il serait possible de reproduire correctement les glissements fr quentsiels, une évolution linéaire, c'est-à-dire la plus simple possible, pour le produit $k_{ross}\beta$ est d'abord proposée :

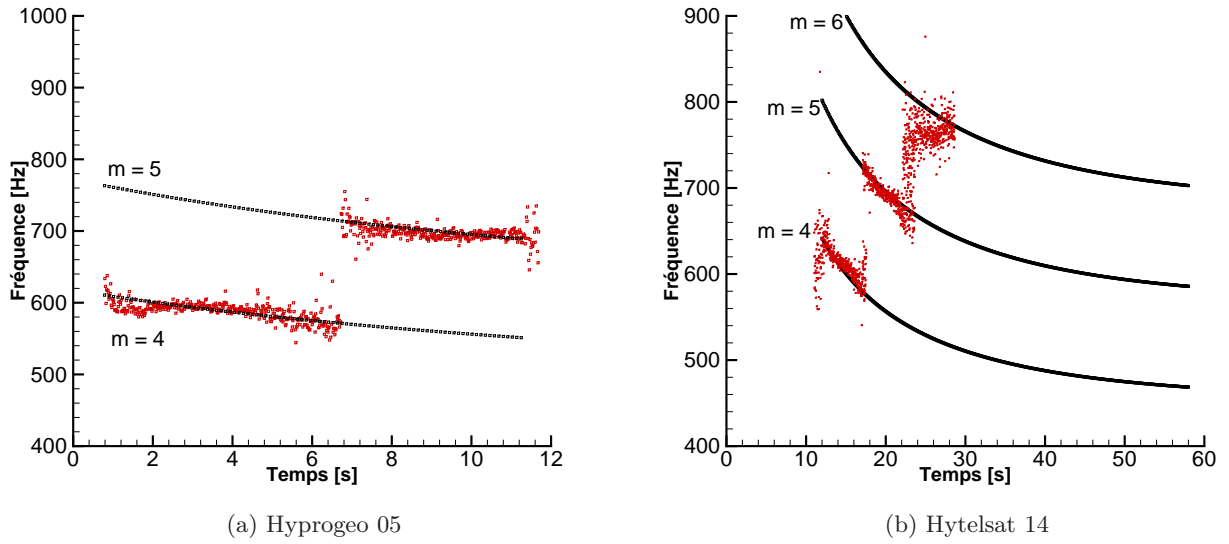
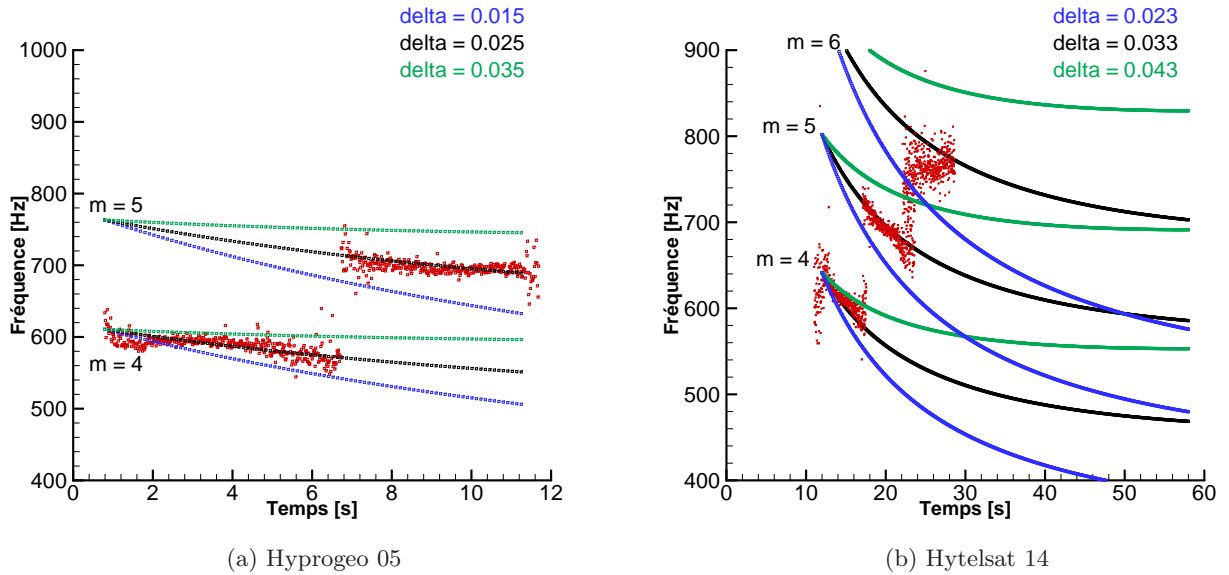
$$k_{ross}(t)\beta(t) = At + B \quad (6.42)$$

Il faut cependant satisfaire la condition $k_{ross}(t = t_1)\beta(t = t_1) = k_{ross,t_1}\beta_{t_1}$, ce qui conduit finalement à la relation suivante pour le produit $\left(\frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right) \left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right)$:

$$\forall t \geq t_1 : \left(\frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right) \left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right) = \delta(t - t_1) + 1 \quad (6.43)$$

avec δ une constante.

De cette manière, il suffit de donner une valeur à la constante δ pour calculer une évolution possible pour $\left(\frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right) \left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right)$ sans pour autant connaître $\beta(t)$ ou $k_{ross}(t)$. L'application de cette relation pour les essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14 est présentée sur la Figure 6.10. Le Tableau 6.3 indique les valeurs utilisées pour δ permettant d'obtenir les évolutions présentées sur la Figure 6.10.

FIGURE 6.10 – Résultats obtenus avec une évolution linéaire du coefficient $k_{ross}\beta$ et avec $m_{ross,t_1} = 4$.FIGURE 6.11 – Influence du coefficient δ sur les évolutions fréquentielles.

	Hyprogeo 05	Hytelsat 14
δ [s ⁻¹]	0.025	0.033

TABLEAU 6.3 – Valeurs de δ pour l'obtention des résultats présentés sur la Figure 6.10.

Bien que rien ne puisse théoriquement justifier une évolution linéaire de $k_{ross}\beta$ aboutissant à la relation (6.43), il apparaît que cette loi simple permet de trouver des valeurs de δ telles que l'évolution théorique des fréquences des modes calculés et les données expérimentales soient très similaires pour les deux essais analysés (Figure 6.10).

Il apparaît également que la corrélation correcte entre le modèle et les essais a nécessité l'utilisation d'un mode initial de 4, alors que le mode le plus probable obtenu d'après la première version du modèle était 2. Le glissement moins important obtenu avec le nouveau modèle a rendu incompatible le saut de fréquence Δf du mode 2 au mode 3 avec le saut observé lors des essais.

Seul le mode initial 4 a permis de reproduire correctement le glissement et le saut fréquentiel pour les deux cas étudiés. Un calcul numérique dédié serait intéressant pour déterminer le nombre de tourbillons dans ces configurations.

L'influence de δ a été étudiée et a permis d'aboutir à une valeur permettant de reproduire correctement le comportement expérimental des instabilités (Figure 6.11).

Enfin, on peut remarquer que le dernier mode observé expérimentalement pour l'essai Hytelsat 14, entre $t = 24$ s et $t = 29$ s avec une fréquence proche de 750 Hz, a un comportement assez différent des deux premiers modes à des fréquences plus faibles (Figure 6.10). En effet, la fréquence du mode semble constante, voire même augmente légèrement, alors que les deux premiers diminuent au cours du temps. Il n'y a pas d'explication certaine à propos de ce phénomène mais une piste peut cependant être donnée : lors de cet essai long, le col de la tuyère a subi une érosion importante, entraînant une diminution de la pression dans le moteur (Figure 4.4c). Cette diminution de pression a eu deux effets directs qui peuvent avoir des conséquences sur l'évolution des fréquences de l'instabilité :

- le premier effet est la diminution de la densité des gaz dans le moteur, puisque la température dans le moteur varie peu, entraînant une augmentation de la vitesse même si le débit est constant,
- le second effet est l'augmentation du débit d'injection d'oxydant, du fait de l'augmentation du gradient de pression au niveau de l'injecteur liquide.

L'expression du débit dans la section de sortie S du canal s'écrit :

$$u = \frac{\dot{m}}{\rho} \frac{1}{S} \quad (6.44)$$

La section S augmente du fait de la régression du combustible, ce qui a pour effet de faire diminuer la vitesse de l'écoulement. Cependant, dans le cas de la présence d'une érosion du col de la tuyère, le débit total augmente et la densité diminue. Cela signifie que le terme $\frac{\dot{m}}{\rho}$ augmente et s'oppose à la diminution de vitesse provoquée par l'augmentation de la section de passage. Ces deux effets sont donc antagonistes pour l'évolution de la vitesse de l'écoulement, d'où une variation fréquentielle nulle possible. Le modèle présenté est cependant basé sur les hypothèses de densité et débit d'oxydant constants et ne permet pas de reproduire correctement le comportement de l'écoulement en présence d'érosion du col de la tuyère.

Il aurait cependant été possible de considérer ces deux effets dans le modèle :

- d'une part l'effet des variations de densité sur la vitesse des tourbillons pourrait être pris en compte, tout comme la variation de débit total, à travers la relation suivante :

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right) \left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right) \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right) \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2 \left(\frac{\rho_{t_1}}{\rho(t)} \right) \quad (6.45)$$

Sachant que la pression est connue, il serait possible de calculer le terme $\frac{\rho_{t_1}}{\rho(t)}$ à partir de la loi d'état des gaz parfaits, en supposant la température constante.

- d'autre part, le débit d'oxydant non constant ne permet pas d'intégrer et de calculer une évolution analytique explicite du diamètre, comme cela est le cas pour un débit d'oxydant constant (relation (6.22)). Il faudrait donc calculer numériquement l'évolution du diamètre en fonction du temps, en prenant en compte les variations du débit d'oxydant.

Ces deux modifications n'ont pas été intégrées dans le code permettant de calculer le modèle, puisque l'essai Hytelsat 14 est l'un des rares essais de la base de données ayant subi une érosion de la tuyère. Même si l'évolution temporelle du dernier mode n'est pas estimée correctement, le saut de fréquence reste proche de celui observé expérimentalement (Figure 6.10) et les deux premiers modes restent valides puisqu'ils se produisent avant l'érosion. La Figure 6.12 met en parallèle la chute de pression et l'évolution fréquentielle des modes. Pour l'étude d'essais dans lesquels des variations de pression et/ou de débit d'oxydant seraient présents, il faudrait avoir recours aux deux modifications qui viennent d'être énoncées.

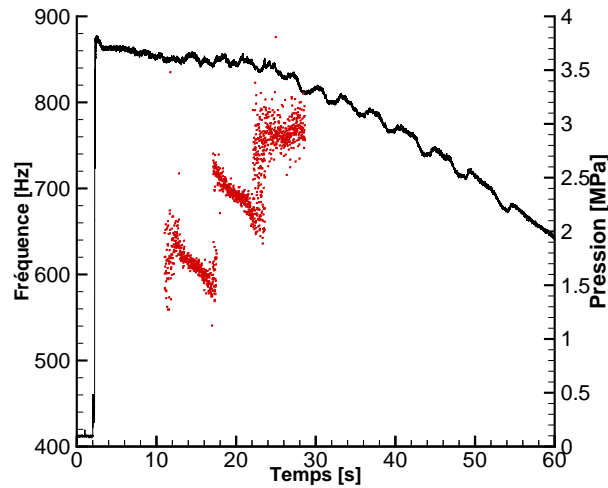


FIGURE 6.12 – Evolutions de la pression et des modes pendant l'essai Hytelsat 14.

6.2.4 Récapitulatif du modèle (partie 2)

Le modèle vise à comprendre les variations et les sauts de fréquence des instabilités hydrodynamiques générées dans la post-chambre des moteurs hybrides. Les sauts fréquentiels proviennent du changement du nombre de tourbillons dans la post-chambre et les glissements proviennent des variations de la vitesse des tourbillons. Dans ce nouveau modèle un coefficient β traduisant la conservation du débit massique et la présence de la zone de recirculation dans la post-chambre a été introduit. L'évolution temporelle du coefficient k_{ross} est de plus prise en compte. Une nouvelle expression (6.41) de la vitesse des tourbillons incluant ces modifications a été proposée et peut se résumer par la relation suivante :

$$u_{vor}(t) = \mathcal{F} \left(u_{vor,t_1}, t_1, \dot{m}(t), D(t), \frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}}, \frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right) \quad (6.46)$$

Malgré le fait que l'évolution réelle du coefficient β ne soit pas connue, il a été montré que certaines valeurs de celui-ci permettent d'encadrer le glissement fréquentiel se produisant durant les essais. Bien que pour l'instant non justifiable théoriquement, une évolution linéaire pour $k_{ross}\beta$ a d'abord été proposée en faisant intervenir un taux d'accroissement noté δ :

$$\left(\frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right) \left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right) = \mathcal{F}(\delta) \quad (6.47)$$

Cette évolution empirique simple a permis d'obtenir des sauts et glissements fréquentiels très proches des valeurs expérimentales observées lors des essais Hytelsat 14 et Hyprogeo 05.

La Figure 6.13 expose enfin le modèle final sous la forme d'un schéma global à la manière du modèle préliminaire.

Le modèle peut se résumer de la manière suivante : au début de l'essai le débit d'oxydant injecté conduit à un débit total incluant le combustible et les produits de combustion dans la section de sortie du canal, et impose une certaine vitesse initiale de l'écoulement à la fin du bloc de combustible. Durant le tir le combustible régresse et le diamètre du canal augmente, conduisant ainsi à une augmentation de la surface de la section de sortie. Sous l'hypothèse d'un débit d'oxydant constant, il a été montré que le débit total varie peu, ce qui signifie que la vitesse de l'écoulement dans la section de sortie diminue du fait de l'augmentation de la surface.

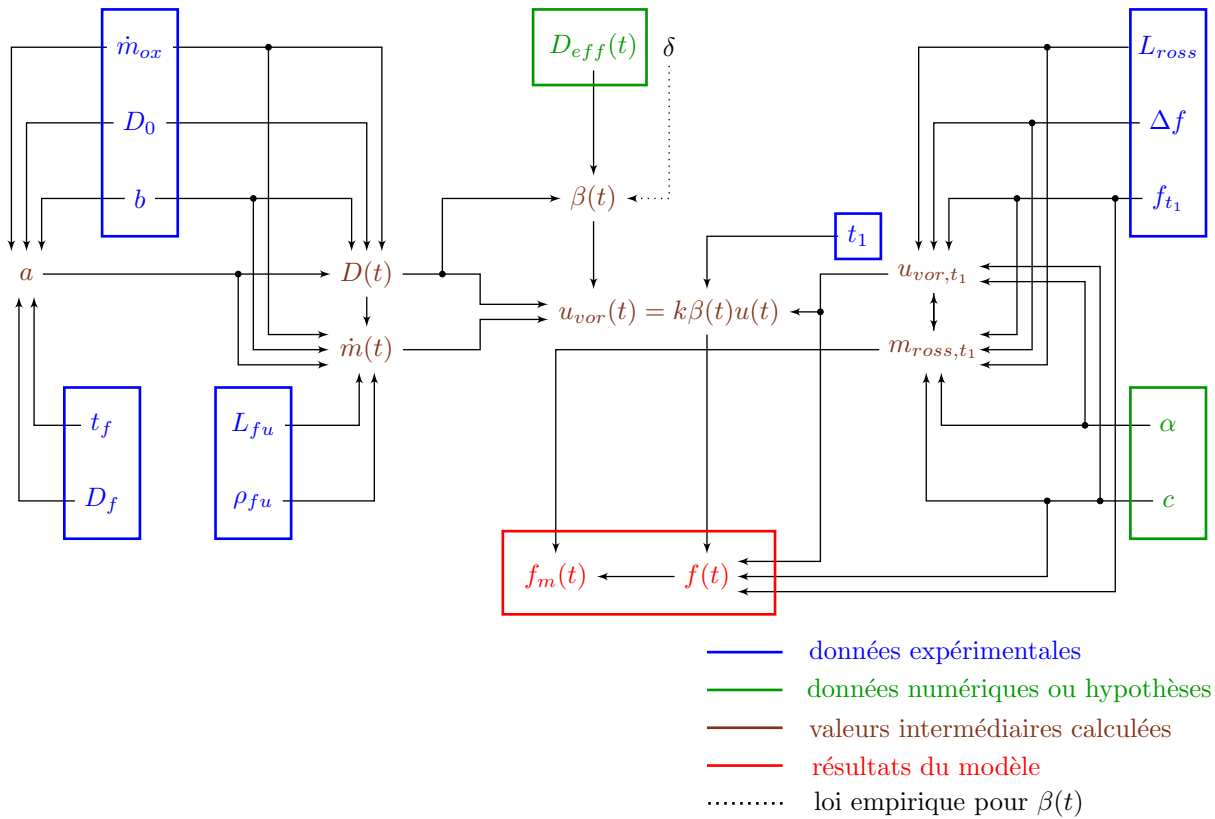


FIGURE 6.13 – Schéma global du modèle intermédiaire.

Dans le modèle on considère que la vitesse des tourbillons est reliée à la vitesse de l'écoulement dans la section de sortie par les coefficients k_{ross} et β . La diminution de la vitesse de l'écoulement entraîne une diminution de la vitesse des tourbillons dans la post-chambre, et par conséquent, un glissement fréquentiel des instabilités hydrodynamiques. En dessous d'une certaine valeur de vitesse des tourbillons, un tourbillon supplémentaire peut se former dans la post-chambre, augmentant ainsi de manière discontinue la fréquence de l'instabilité, ce qui correspond aux sauts de fréquences observés expérimentalement.

Le modèle va maintenant être confronté aux résultats des autres essais disponibles dans la base de données ainsi qu'à de nouveaux essais effectués dans le cadre de la thèse.

6.3 Application du modèle à d'autres essais

Bien que le modèle restitue correctement le comportement expérimental observé lors des essais Hypgeo 05 et Hytelsat 14, celui-ci va maintenant être confronté à d'autres essais présentant des instabilités.

6.3.1 Essais avec injection d'oxydant liquide

Dans un premier temps, on s'intéresse aux essais de la base de données qui ont été effectués avec une injection d'oxydant liquide, c'est-à-dire dans la même configuration que ceux utilisés pour la modélisation. Comme présenté dans la Figure 4.11, certains essais ont montré des sauts fréquentiels permettant, à partir de la valeur du saut, de proposer un mode initial probable dans le modèle. L'analyse va d'abord porter sur ces essais avec changement de mode. Une étude fréquentielle des essais a été effectuée et les résultats expérimentaux ont été confrontés aux évolutions fréquentielles théoriques issues du modèle. Les conditions opératoires des essais présentés dans ce chapitre ont été fournies au Chapitre 4 (Tableaux 4.1, 4.2 et 4.3). La Figure 6.14 présente les résultats obtenus pour l'essai Hytelsat 02.

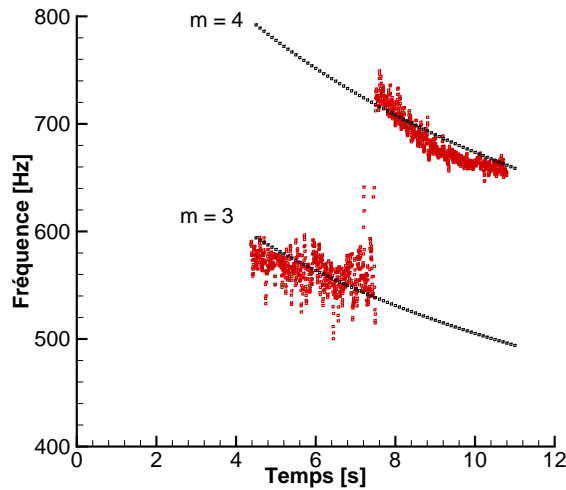


FIGURE 6.14 – Résultats de l'essai Hytelsat 02.

Un glissement et un saut fréquentiel sont observés durant la seconde moitié de l'essai. Le modèle est donc uniquement appliqué durant cette phase, et un mode initial de 3, permet de capter correctement le saut fréquentiel observé pour une valeur $\delta = 0.025 \text{ s}^{-1}$.

Une analyse similaire a été effectuée pour l'essai Hytelsat 04 qui présente également un saut fréquentiel durant l'essai. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.15.

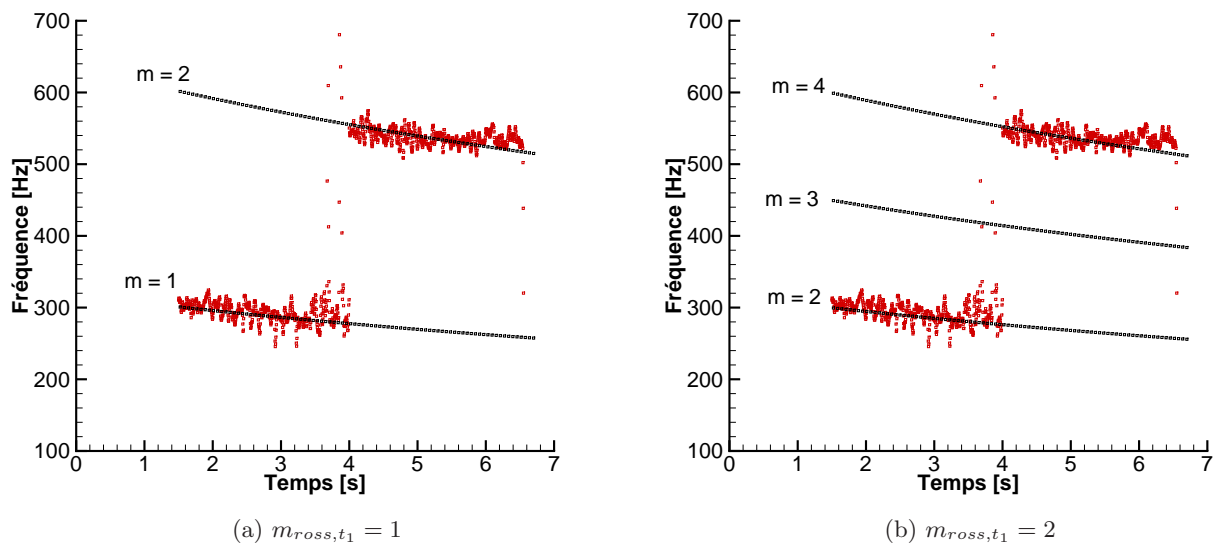


FIGURE 6.15 – Résultats de l'essai Hytelsat 04.

La valeur élevée du saut fréquentiel (environ 300 Hz) peut être retrouvée par le passage d'un mode initial égal à 1 à un mode égal à 2. Cependant, pour que la fréquence du mode soit obtenue avec un seul tourbillon, il est nécessaire que la vitesse des tourbillons u_{vor,t_1} soit de $30.9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette valeur est assez élevée par rapport à celles obtenues pour les autres essais et qui sont résumées dans le Tableau 6.4. Un mode initial de 2 permet également de reproduire correctement le saut fréquentiel par passage direct au mode 4 et pour une vitesse de tourbillons plus faible de $15.9 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui serait plus en accord avec les autres essais. Bien que le mode initial égal à 2 soit plus cohérent en termes de vitesses, on peut se demander pourquoi le changement de mode de 2 à 3 n'a pas été observé. Il n'est pas possible de choisir un meilleur candidat avec les données expérimentales et le modèle disponibles. On peut noter que le glissement fréquentiel est obtenu pour $\delta = 0.010 \text{ s}^{-1}$ quelque soit le mode initial.

Les essais restants de la base de données, pour lesquels des sauts fréquentiels ont été observés, n'ont pas pu être analysés à l'aide du modèle pour diverses raisons. Des fluctuations importantes de la pression ont eu lieu durant l'essai Hytelsat 01, probablement dues à l'utilisation d'un injecteur formant des gouttes de tailles importantes pour obtenir un débit d'oxydant élevé. Ceci rend l'analyse à l'aide du modèle difficilement réalisable car il n'y a pas de modes clairement identifiés. L'essai Hytelsat 07 aurait pu constituer une exception dans la base de données puisqu'il s'agit d'un essai qui présente deux sauts fréquentiels dans un temps très court (environ 3 s). Pour cet essai des diaphragmes étaient installés dans la chambre de combustion et dans la post-chambre, et ont été pyrolysés au cours de la combustion. Ces diaphragmes ont probablement joué un rôle important dans l'instabilité et la formation des tourbillons et le modèle actuel ne peut pas reproduire correctement les conditions de cet essai. Les essais Hytelsat 11 et 13 ont subi des sauts fréquentiels dans les derniers instants des tirs, rendant le traitement fréquentiel par transformée de Hilbert et l'application du modèle difficiles.

Les autres essais de la base de données qui ont présenté des instabilités dans les gammes de fréquences étudiées n'ont cependant pas mis en évidence de sauts fréquentiels, rendant le choix des valeurs de couples $(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1})$ impossible à valider. Le glissement fréquentiel peut néanmoins être calculé avec des valeurs de δ à déterminer et qui ne dépendent pas des valeurs du mode initial.

La Figure 6.16 présente les résultats obtenus pour l'essai Hytelsat 03, pour lequel une instabilité est apparue dans la seconde partie de l'essai. Le diamètre du canal étant faible (13 mm), le flux massique et la vitesse de l'écoulement étaient importants au début de l'essai et l'instabilité n'a pas été observée durant la première phase de fonctionnement du moteur.

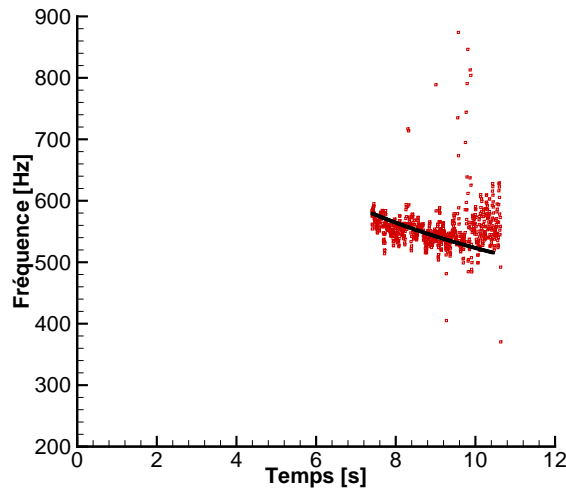


FIGURE 6.16 – Résultats de l'essai Hytelsat 03.

La Figure 6.17 présente les transformées de Hilbert obtenues pour les essais Hytelsat 05 et 08. Le diamètre final à la fin du bloc de combustible n'étant pas connu, il n'est pas possible d'appliquer le modèle. On constate néanmoins un comportement similaire pour les deux tirs qui ont été réalisés dans des configurations très proches : même diamètre initial, même durée d'essai et débits d'oxydants proches. On observe un glissement fréquentiel important au début de chaque essai.

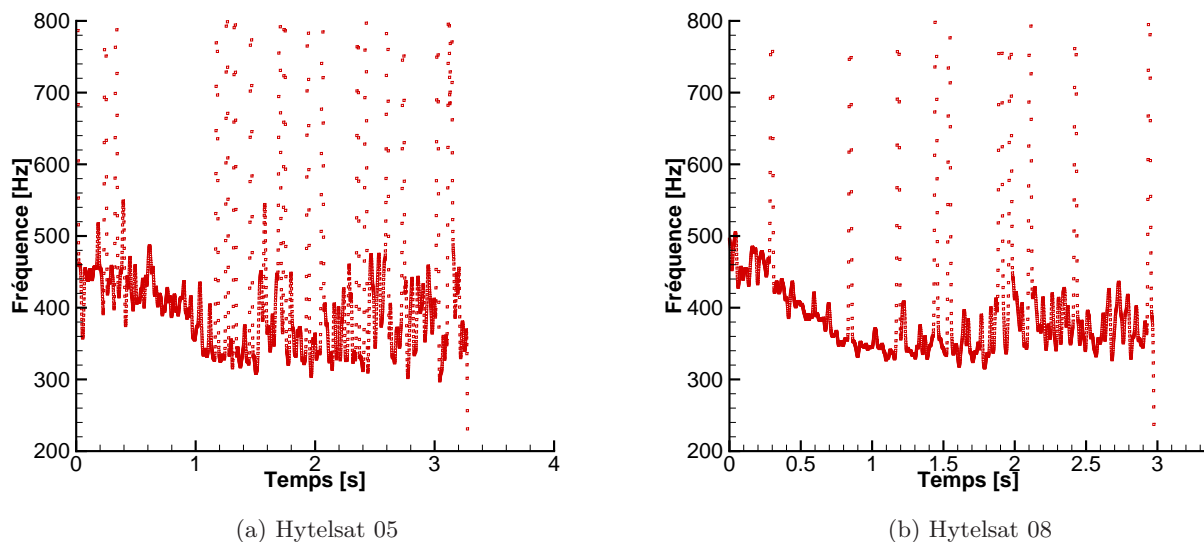


FIGURE 6.17 – Transformées de Hilbert sur les essais Hytelsat 05 et 08.

La Figure 6.18 présente les résultats des essais Hytelsat 10 et 15. Pour le premier essai, une légère augmentation de la fréquence est observée en début de tir, d'une manière analogue à l'essai Hytelsat 02 (Figure 6.14). L'analyse à l'aide du modèle est donc effectuée après cette première phase. L'essai Hytelsat 15 présente une instabilité avec une fréquence quasi-constante, ce qui peut s'expliquer par la très faible variation du diamètre final dans la section de sortie du bloc. Le diamètre a augmenté de seulement 0.5 mm à la fin de l'essai, induisant des variations de vitesses faibles par rapport aux autres essais.

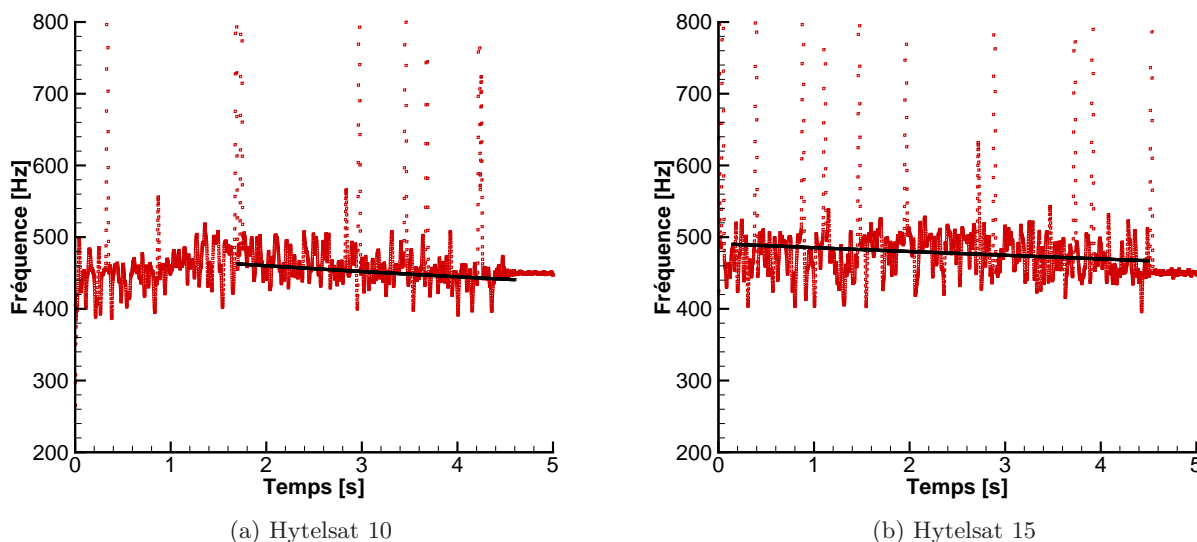


FIGURE 6.18 – Résultats des essais Hytelsat 10 et 15.

La Figure 6.19 présente la transformée de Hilbert calculée pour l'essai Hytelsat 12. On constate une légère augmentation de la fréquence au cours de l'essai, qui n'est donc pas calculable par le modèle. La mesure du diamètre du canal dans la section de sortie a montré que la valeur finale (19.4 mm) était plus faible que la valeur initiale (20 mm). Ce résultat, certes contre-intuitif, peut néanmoins s'expliquer par un effet de bord, observé sur certains blocs de combustible à la fin des essais. Il apparaît que dans certains cas, la dernière section du bloc présente un léger excédant de combustible par rapport au reste du canal, comme présenté schématiquement sur la Figure 6.20. Il s'agit peut-être d'un effet de l'écoulement durant la combustion. Dans le cas de cet essai, la légère diminution de la section du canal à la fin du bloc de combustible durant le tir a pu provoquer une augmentation de la vitesse et de la fréquence.

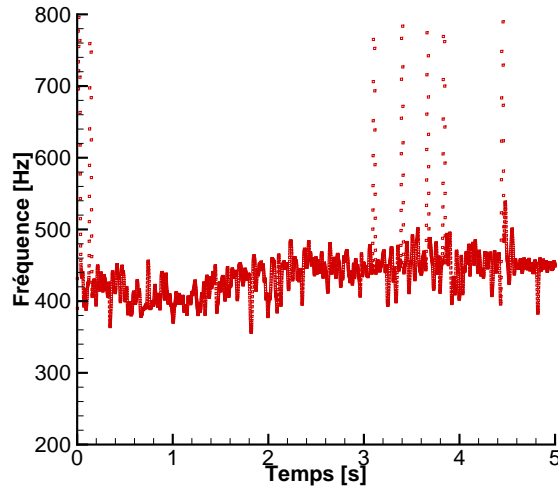


FIGURE 6.19 – Transformée de Hilbert sur l'essai Hytelsat 12.



FIGURE 6.20 – Schéma de principe de l'excédant de combustible à la fin du canal dans certains essais.

Le Tableau 6.4 résume les valeurs utilisées pour l'application du modèle sur les essais analysés. Les valeurs f_{t_1} sont les fréquences initiales expérimentales des instabilités qui ont servi à définir les couples $(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1})$. Les valeurs de δ ont été fixées pour que les glissements calculés du modèle soient en accord avec les données expérimentales. Ces différents essais montrent des résultats cohérents en termes de vitesses de tourbillons et de paramètres δ . On peut remarquer que plus la fréquence initiale f_{t_1} est importante, et donc le nombre de tourbillons, et plus la valeur de δ semble élevée. L'essai Hytelsat 15 fait pourtant figure d'exception puisqu'une valeur de δ nulle a permis de capter correctement le glissement fréquentiel, on peut néanmoins noter qu'un important effet de bord était observable sur ce bloc de combustible.

Essai	f_{t_1} [Hz]	m_{ross,t_1} [-]	u_{vor,t_1} [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	δ [s^{-1}]
Hyprogeo 05	610	4	15.5	0.025
Hytelsat 14	640	4	16.3	0.033
Hytelsat 02	600	3	20.4	0.025
Hytelsat 04 - cas 1	300	1	30.9	0.010
Hytelsat 04 - cas 2	300	2	15.9	0.010
Hytelsat 03	580	4	14.7	0.035
Hytelsat 10	460	4	11.7	0.025
Hytelsat 15	490	4	12.4	0.000

 TABLEAU 6.4 – Valeurs de f_{t_1} , m_{ross,t_1} , u_{vor,t_1} et δ utilisées pour l'accord entre le modèle et les résultats expérimentaux.

Les essais analysés dans cette partie ont montré des sauts et glissements fréquentiels qui ont été assez bien restitués par le modèle développé dans ce chapitre, pour une évolution linéaire en temps du produit $k_{ross}\beta$. Bien que les essais soient relativement nombreux, ils ont tous été effectués avec une injection d'oxydant liquide et certains d'entre eux ont eu une durée de fonctionnement très courte (environ 3 s), rendant l'analyse difficile. Ces essais réalisés avant la thèse n'avaient pas été effectués dans l'optique d'analyser les instabilités. Nous avons vu, grâce à un premier tir avec catalyseur d'une durée de 5 s et aux simulations numériques associées (Chapitre 5), que ce type d'instabilité était également présent lors d'une injection d'oxydant gazeux. Il n'a cependant pas été observé de sauts fréquentiels lors de ce tir. De nouveaux essais, avec catalyseur, ont donc été réalisés et sont présentés dans la section suivante. L'objectif de ces essais était d'étudier le comportement des instabilités dans cette configuration pour confronter les résultats expérimentaux et les calculs du modèle.

6.3.2 Essais avec injection d'oxydant gazeux

Application du modèle

Cinq essais complémentaires ont été effectués avec une injection d'oxydant gazeux via un catalyseur. Deux types d'injecteurs ont été utilisés : un injecteur de type « fentes » et un injecteur avec un trou central de diamètre égal au diamètre du canal dans le bloc de combustible (Figure 6.21). L'injecteur de type « fentes » permet de se placer dans les conditions de la simulation numérique 2D axisymétrique présentée au Chapitre 5 ayant montré des instabilités hydrodynamiques. L'injecteur de type « trou central » est la configuration la plus simple possible pour l'injection d'oxydant et les simulations numériques.

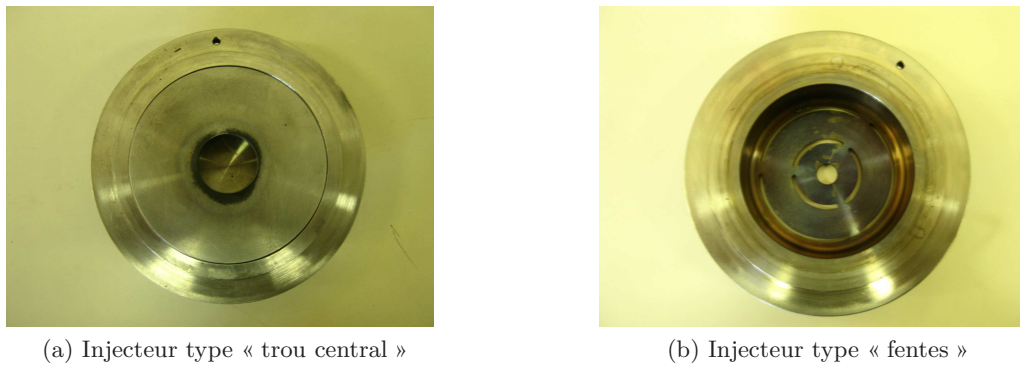


FIGURE 6.21 – Injecteurs utilisés pour les nouveaux essais catalytiques.

Les conditions des essais avec catalyseur sont présentées dans le Tableau 6.5.

Nom de l'essai	D_0 [mm]	L_{fu} [mm]	D_c [mm]	Σ [-]	Injecteur
Hytelsat 27	25	240	7.0	6.3	Trous
Hycat 05	25	240	7.0	6.3	Fentes
Hycat 06	25	240	7.4	5.6	Trou central
Hycat 07	25	240	7.0	6.3	Trou central
Hycat 08	25	240	12.4	3.0	Fentes
Hycat 09	25	240	12.4	3.0	Fentes

TABLEAU 6.5 – Conditions initiales des essais avec injection d'oxydant gazeux.

Les résultats des essais sont donnés dans les Tableaux 6.6 et 6.7³. Les essais avec catalyseur présentent une première phase en fonctionnement monergol dont la durée n'est pas prise en compte ici puisque le diamètre du canal n'évolue pas durant cette période. Seule la durée de combustion est donc utilisée pour l'analyse des essais.

3. La pression non constante lors des essais Hycat 05 et 06 ne permet pas le calcul théorique de la vitesse caractéristique moyenne et donc du rendement de combustion.

Nom de l'essai	Durée [s]	P_{ch} [MPa]	\dot{m}_{ox} [g · s ⁻¹]	\dot{m}_{fu} [g · s ⁻¹]	F [daN]	D_f [mm]	O/F [-]
Hytelsat 27	4.3	4.15	105.1	11.0	22.6	26.0	9.6
Hycat 05	5.2	4.07	114.2	9.8	22.9	28.2	11.7
Hycat 06	8.2	3.55	114.0	8.8	23.3	26.0	13.0
Hycat 07	5.0	3.72	101.7	8.6	20.5	26.2	11.8
Hycat 08	22.0	1.36	115.2	8.6	21.2	30.4	13.4
Hycat 09	57.0	1.32	115.9	7.3	20.4	40.2	15.9

TABLEAU 6.6 – Résultats des essais avec injection d'oxydant gazeux - mesures.

Nom de l'essai	c^* [m · s ⁻¹]	I_{sp} [s]	η_c [%]	η_{tot} [%]	$(\rho u)_0 - (\rho u)_f$ [kg · m ⁻² · s ⁻¹]	ρ_{th} [kg · m ⁻³]
Hytelsat 27	1367.0	198.7	88.4	82.0	237 - 219	4.27
Hycat 05	-	188.3	-	81.9	253 - 199	4.52
Hycat 06	-	193.4	-	87.7	250 - 231	4.13
Hycat 07	1297.3	189.5	88.1	83.6	225 - 205	4.16
Hycat 08	1326.0	174.6	92.6	89.9	252 - 171	1.60
Hycat 09	1293.2	168.8	93.7	90.8	251 - 97	1.66

TABLEAU 6.7 – Résultats des essais avec injection d'oxydant gazeux - performances et flux.

L'essai Hytelsat 27, effectué avec l'injecteur à trous, a déjà été présenté dans le Chapitre 5 et a montré une instabilité avec un glissement fréquentiel. La Figure 6.22 présente les résultats du modèle avec un mode initial égal à 3, cohérent d'après les simulations numériques.

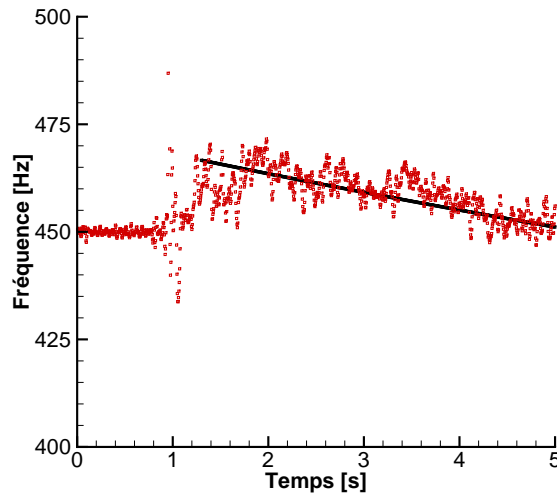


FIGURE 6.22 – Résultats de l'essai Hytelsat 27.

On considère que le diamètre lors de l'allumage du moteur est égal au diamètre initial. On observe alors un glissement fréquentiel correctement restitué par le modèle pour une valeur de $\delta = 0.012 \text{ s}^{-1}$.

Les essais Hycat 05 et 06 ont subi une érosion du col de la tuyère au cours de leurs fonctionnements, due à un défaut de fabrication, ne permettant pas par conséquent d'appliquer le modèle dans sa version actuelle. Les deux essais ont néanmoins montré des instabilités dans les mêmes gammes de fréquences et les résultats expérimentaux sont présentés sur la Figure 6.23.

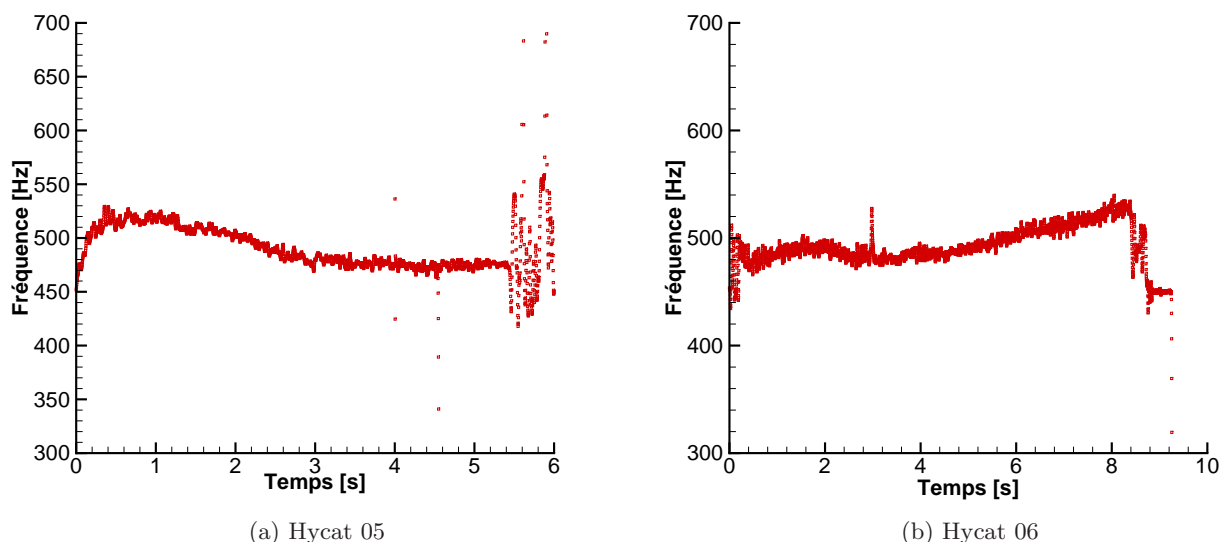


FIGURE 6.23 – Transformées de Hilbert sur les essais Hycat 05 et 06.

Lors de l'essai Hycat 05, le col de la tuyère est passé d'un diamètre initial égal à 7.0 mm à un diamètre final égal à 7.4 mm. Cette érosion a certainement eu un effet sur les variations de la fréquence qui a tout de même diminué durant le fonctionnement du moteur. L'essai Hycat 06 a subi une érosion de la tuyère plus importante puisque le diamètre initial de 7.4 mm est passé à une valeur de 8.3 mm à la fin de l'essai. Cette érosion a provoqué une diminution de la pression et de la densité dans le moteur ainsi qu'une augmentation de débit d'oxydant dans des proportions plus élevées que celles de l'essai Hycat 05. Ces variations des conditions de l'écoulement ont probablement eu un effet dominant par rapport à l'augmentation du diamètre du canal, et ont pu engendrer une augmentation de la vitesse des tourbillons. La fréquence de détachement tourbillonnaire a donc augmenté au cours de l'essai.

L'essai Hycat 07 a été effectué dans une configuration identique à l'essai Hycat 06, mais la tuyère a été remplacée. Lors de ce tir, aucune érosion de la tuyère n'a été mise en évidence et la Figure 6.24 présente les résultats de l'essai et du modèle.

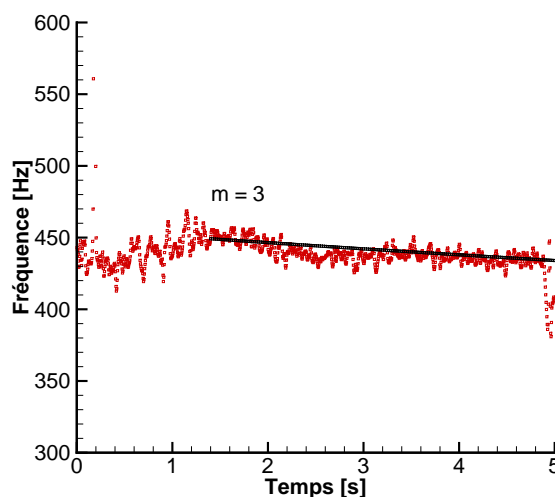


FIGURE 6.24 – Résultats de l'essai Hycat 07.

Un facteur $\delta = 0.010 \text{ s}^{-1}$ a permis de reproduire une bonne évolution du glissement fréquentiel durant la phase de combustion.

Tous les essais précédents avec catalyseur ont été effectués sur une durée relativement courte et aucun saut fréquentiel n'a été observé.

Les essais Hycat 08 et Hycat 09 ont eu pour objectif la réalisation d'essais de plus longues durées afin de détecter la présence de ces sauts dans cette configuration d'injection. Afin d'éviter une érosion du col de la tuyère, il a été choisi de réaliser ces deux essais à des pressions plus basses que les essais précédents, et donc d'utiliser une tuyère dont le diamètre du col est plus élevé. Ceci permet également l'étude de l'influence de la pression sur le comportement des instabilités. Les deux essais ont été réalisés dans les mêmes conditions opératoires afin de réaliser un tir de reproduction. L'essai Hycat 09 a néanmoins fonctionné pendant environ 35 s supplémentaires par rapport à l'essai Hycat 08, afin de disposer d'un tir d'une durée égale à celle de l'essai le plus long sous injection liquide (Hytelsat 14) qui était de 60 s. Les résultats des deux essais sont présentés sur la Figure 6.25. Il n'a pas été observé d'érosion de la tuyère dans les deux cas.

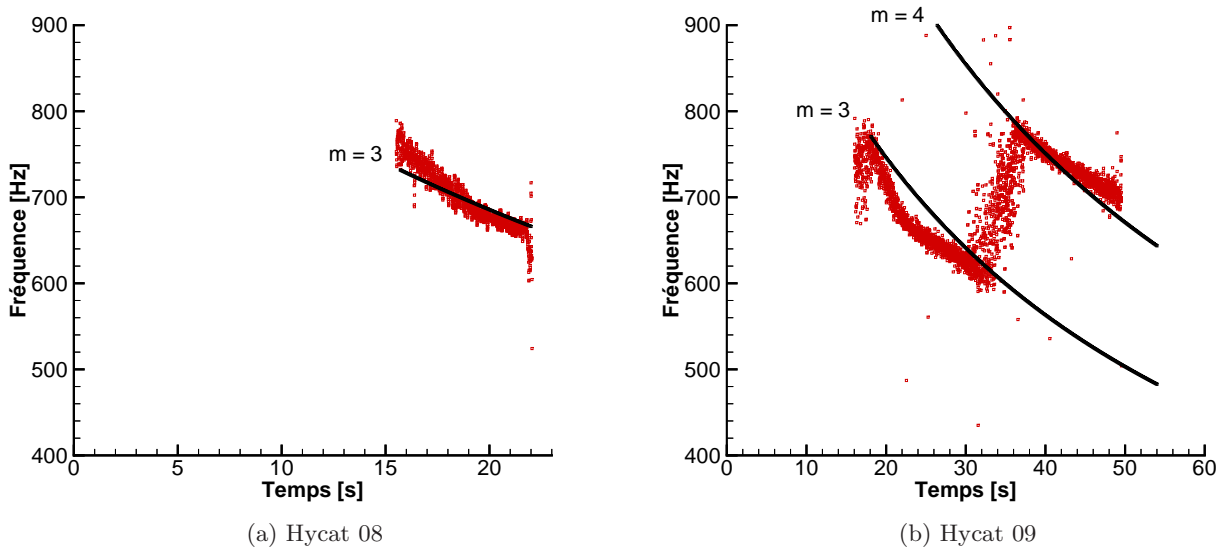


FIGURE 6.25 – Résultats des essais Hycat 08 et 09.

Dans les deux configurations, une instabilité a été détectée environ 15 s après le début des essais. Alors que le flux massique initial a une valeur similaire aux autres essais ayant subi des instabilités, le début des essais n'a pas montré d'instabilités dans le cas avec injection gazeuse. La différence principale entre ces essais est la pression de fonctionnement du moteur. En effet, la pression obtenue lors des essais Hycat 08 et 09 est plus faible d'un facteur 3 à 4 par rapport aux autres essais. Ceci a pour effet la diminution de la densité d'un facteur similaire. A flux massique constant, une densité plus faible implique une vitesse d'écoulement plus importante dans la section de sortie de la chambre de combustion. Ce comportement semble donc confirmer, comme déjà identifié au Chapitre 4, que le critère important pour le développement de cette instabilité est la vitesse de l'écoulement et non le flux massique. La vitesse très importante au début de ces deux essais a sans doute limité la formation de structures tourbillonnaires de tailles importantes dans la post-chambre, jusqu'au moment où la vitesse a diminué suffisamment du fait de la régression du combustible.

On remarque une bonne reproductibilité du phénomène jusqu'à la fin de l'essai Hycat 08. Celui-ci a cependant été trop court et aucun saut fréquentiel n'a été observé contrairement à l'essai Hycat 09. Un mode initial de 3 a permis de capter correctement le saut fréquentiel durant cet essai et des valeurs $\delta = 0 \text{ s}^{-1}$ ont été utilisées. Ces deux essais permettent donc de confirmer que le comportement de ces instabilités hydrodynamiques est similaire dans les cas avec injection d'oxydant liquide ou gazeux. Le Tableau 6.8 résume les valeurs des paramètres du modèle utilisées.

Essai	f_{t_1} [Hz]	m_{ross,t_1} [-]	u_{vor,t_1} [$m \cdot s^{-1}$]	δ [s^{-1}]
Hytelsat 27	467	3	15.8	0.012
Hycat 07	450	3	15.2	0.010
Hycat 08	760	3	25.0	0.000
Hycat 09	772	3	26.4	0.000

TABLEAU 6.8 – Valeurs de f_{t_1} , m_{ross,t_1} , u_{vor,t_1} et δ utilisées pour l'accord entre le modèle et les résultats expérimentaux avec injection gazeuse.

Les valeurs du coefficient δ utilisées pour les essais Hycat 08 et 09 sont nulles contrairement aux autres essais, ce qui indique que les variations de vitesses de l'écoulement provoquées par la régression du canal permettent à elles seules d'expliquer le glissement fréquentiel. Ces deux essais ont cependant été réalisés dans des conditions de pressions plus faibles et donc de vitesses de l'écoulement plus importantes.

Influence du flux massique et de la vitesse

D'une manière analogue à l'analyse du Chapitre 4, la Figure 6.26 présente l'influence du flux massique total sur la présence ou non des instabilités et pour tous les essais.

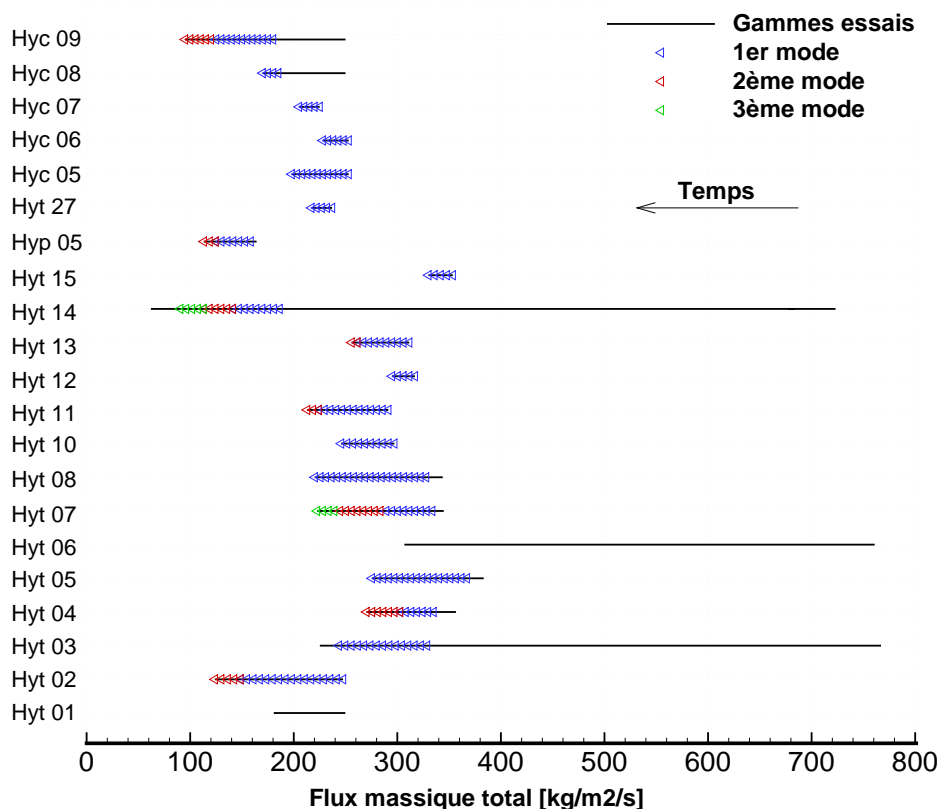


FIGURE 6.26 – Influence du flux massique total sur la présence des oscillations de pression.

On constate que les gammes de flux massiques d'oxydant des essais avec injection catalytique sont semblables à celles rencontrées lors des essais avec injection liquide. Lors des essais Hycat 08 et 09 les instabilités se sont développées environ 15 s après le début des tirs alors que les flux sont identiques à ceux rencontrés lors des autres essais avec injection gazeuse. A l'instar de ce qui a été fait au Chapitre 4, on calcule donc la vitesse à partir de la densité théorique et des flux massiques afin d'étudier l'influence de celle-ci sur les instabilités. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.27.

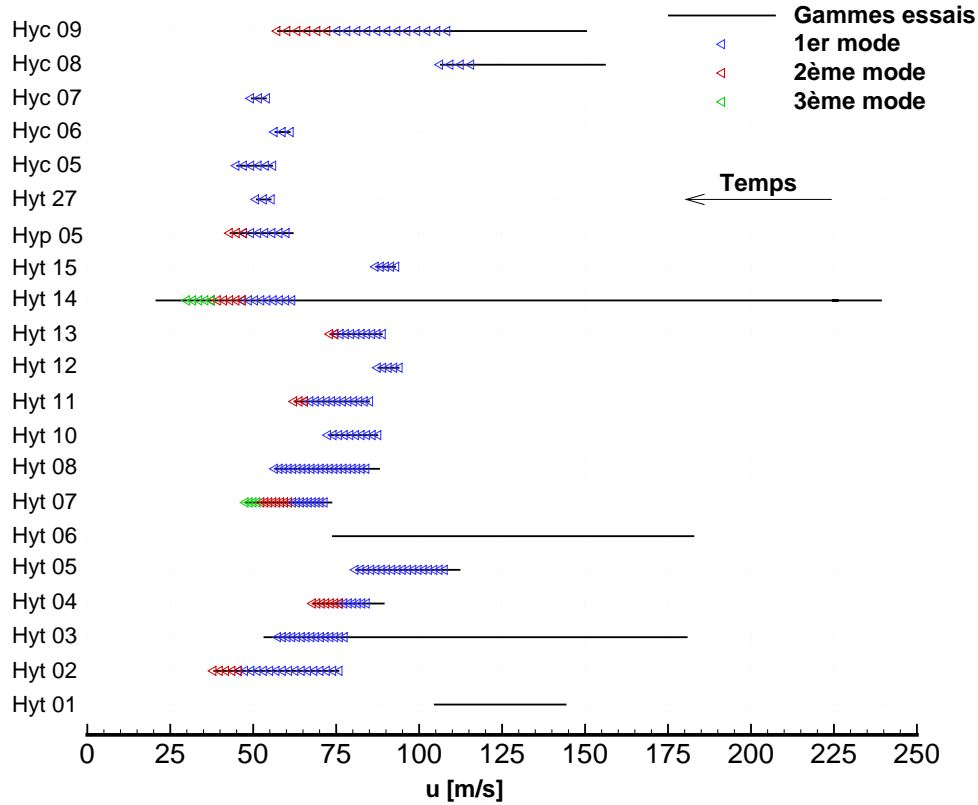


FIGURE 6.27 – Influence de la vitesse sur la présence des oscillations de pression.

On peut remarquer que tout comme l’essai Hytelsat 01, les essais Hycat 08 et 09 ont des vitesses d’écoulement sensiblement plus importantes que les autres essais au début des tirs. Ceci est dû au fait que la pression et donc la densité dans la chambre de combustion sont plus faibles, ce qui entraîne des vitesses plus élevées. On retrouve donc les mêmes conclusions que celles du Chapitre 4 et qui indiquent que la vitesse de l’écoulement à la fin du bloc de combustible est un paramètre majeur pour la génération ou non des instabilités.

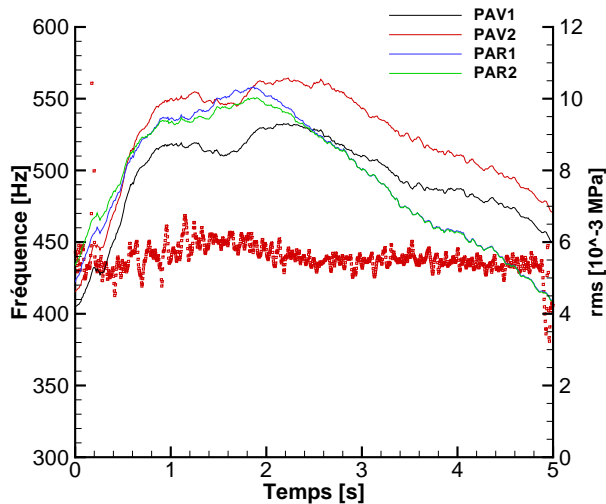


FIGURE 6.28 – rms et transformées de Hilbert de l’essai Hycat 07.

Analyse des amplitudes

Afin de comparer les liens entre comportements fréquentiel et en amplitude, le calcul du rms a été effectué et superposé aux transformées de Hilbert. La Figure 6.28 présente les résultats pour l'essai Hycat 07.

Après une première phase d'augmentation, le rms diminue progressivement au cours de l'essai comme cela était le cas pour les autres essais avec injection liquide. La Figure 6.29 présente enfin les résultats obtenus pour les essais Hycat 08 et 09.

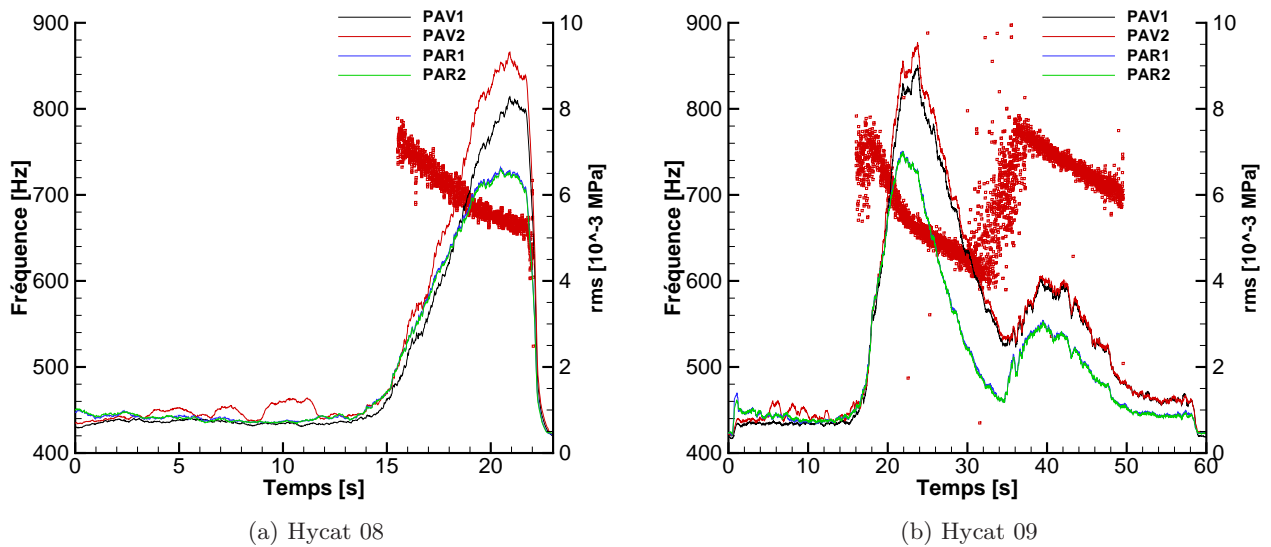


FIGURE 6.29 – rms et transformées de Hilbert des essais Hycat 08 et 09.

Lors de l'essai Hycat 08 le rms a augmenté lorsque l'instabilité est apparue avant de diminuer rapidement à la fin de l'essai. Dans le cas de l'essai Hycat 09, plus long mais réalisé dans les mêmes conditions opératoires, le comportement du rms est similaire à celui de l'essai précédent au début du premier mode. En revanche on distingue clairement une diminution du rms dans un second temps pour le premier mode. Ce comportement n'a pas été observé lors du premier essai puisque le moteur s'est arrêté avant. On observe enfin une ré-augmentation du rms lors du saut fréquentiel, qui précède une nouvelle diminution pendant et à la fin du second mode.

Ces analyses tendent donc à montrer que le comportement en amplitude avec injection catalytique est similaire à celui des essais avec injection d'oxydant liquide. L'amplitude des instabilités augmente lors de l'apparition des différents modes puis diminue progressivement lorsqu'un mode est établi.

6.3.3 Récapitulatif de l'analyse des instabilités durant les essais

Cette section a été consacrée à l'application du modèle à la base de données existante, ainsi qu'à de nouveaux essais réalisés avec un catalyseur et une injection d'oxydant gazeux. Il a été montré que les sauts fréquentiels observés expérimentalement pouvaient s'expliquer par des changements de modes, c'est-à-dire un changement du nombre de tourbillons dans la post-chambre du moteur. Les glissements fréquentiels ont pu être appréhendés grâce à l'introduction d'un coefficient β traduisant la prise en compte de la zone de recirculation présente dans la post-chambre du moteur, et grâce aux variations du coefficient k_{ross} . Bien qu'expérimentalement inconnue, l'évolution temporelle du produit de ces coefficients a été supposée linéaire. Ceci a permis de restituer correctement la quasi-totalité des glissements observés à partir d'un taux d'accroissement défini empiriquement pour chaque essai. Afin de mieux appréhender le comportement et les évolutions du produit $k_{ross}\beta$, des simulations numériques ont été réalisées afin de le caractériser au mieux. Les résultats de ces analyses sont présentés dans la section suivante.

6.4 Détermination numérique des paramètres β et k_{ross} du modèle

6.4.1 Description de la méthode de détermination des paramètres

Pour rappel, la vitesse des tourbillons permettant le calcul du glissement fréquentiel est donnée par la relation suivante :

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \underbrace{\left(\frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right)}_1 \underbrace{\left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right)}_2 \underbrace{\left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right)}_3 \underbrace{\left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2}_4 \quad (6.48)$$

La vitesse des tourbillons $u_{vor}(t)$ évolue au cours du temps à partir de la valeur u_{vor,t_1} pour les raisons suivantes :

1. Variations du coefficient de proportionnalité entre la vitesse des tourbillons et celle de l'écoulement.
2. Variations des dimensions de la zone de recirculation dans la post-chambre.
3. Variations du débit total à la fin du bloc de combustible.
4. Variations du diamètre du canal à la fin du bloc de combustible.

Alors que les termes 3 et 4 peuvent se calculer théoriquement sur la base des données expérimentales (débit d'oxydant et diamètre final), il est difficile de proposer une évolution théorique pour les termes 1 et 2. Une loi empirique linéaire pour le produit $k_{ross}\beta$ a permis de reproduire correctement le glissement fréquentiel observé expérimentalement et l'objectif de cette section est de donner une estimation numérique de ces paramètres. Pour cela, de nouvelles simulations numériques 2D axisymétriques ont été effectuées avec différentes valeurs de diamètre du canal central, afin d'estimer les valeurs de k_{ross} et β . Les simulations sont basées sur les mêmes hypothèses et modèles que ceux utilisés dans le cas de la simulation 2D décrite au Chapitre 5. Le débit d'oxydant et le flux massique de combustible sont conservés, ce qui implique une légère variation du débit de combustible due au changement de géométrie du canal central. Le Tableau 6.9 résume les configurations qui ont été simulées, la simulation 3 étant identique à celle présentée au Chapitre 5.

Simulation	D [mm]	P_{ch} [MPa]
1	20.0	4.05
2	22.5	3.96
3	25.0	4.32
4	27.5	4.38

TABLEAU 6.9 – Récapitulatif des simulations effectuées pour le calcul des coefficients k_{ross} et β .

Le coefficient β est le rapport entre la section effective dans la post-chambre en prenant en compte la zone de recirculation et la section du canal central. Pour le déterminer il faut donc connaître la taille de la zone de recirculation. Afin de s'affranchir des effets instationnaires, un champ moyen est calculé sur une durée totale de 10 périodes du phénomène de génération des tourbillons. A partir de ce champ moyen, le rayon effectif $R_{eff}(x)$ est déterminé à plusieurs positions axiales dans la post-chambre comme étant le point pour lequel le débit passant entre celui-ci et la paroi de la post-chambre est nul :

$$\int_{r=R_{eff}(x)}^{r=R_{post-ch}} 2\pi\rho(r,x)u(r,x)rdr = 0 \quad (6.49)$$

La Figure 6.30 présente le résultat de cette analyse sur l'une des simulations, et montre les lignes de courant de la post-chambre superposées avec la position calculée de la zone de recirculation (points rouges) à partir de la relation (6.49). On observe que l'estimation du rayon effectif correspond correctement à la zone de recirculation d'après les lignes de courants. Le coefficient β est alors calculé à différentes positions le long de la post-chambre, puis moyenné axialement, pour chacune des simulations numériques. La vitesse effective moyenne est alors estimée à partir de la connaissance de la vitesse moyenne en sortie du canal u et du coefficient β moyen :

$$u_{eff} = \beta u \quad (6.50)$$

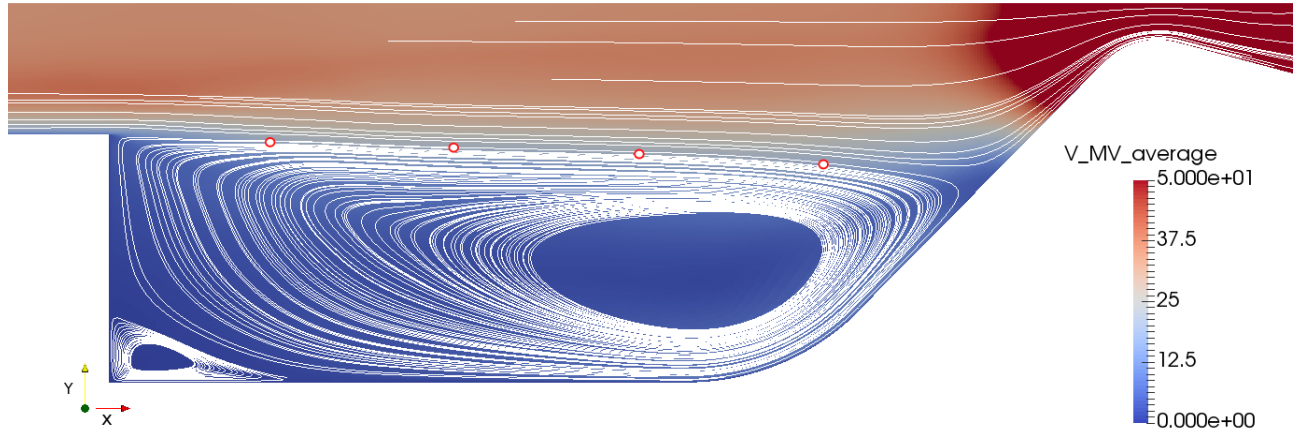


FIGURE 6.30 – Lignes de courant et calcul de la zone de recirculation dans la post-chambre de la simulation 3.

Le coefficient k_{ross} est le rapport entre la vitesse des tourbillons et la vitesse effective. Afin de calculer la vitesse des tourbillons, leurs positions sont relevées grâce au critère Q et à chaque itération archivée. La connaissance du temps entre chaque archivage et l'évolution de la position des tourbillons permet de déterminer leur vitesse en fonction de la position dans la post-chambre. Il faut néanmoins s'assurer d'une fréquence d'archivage suffisante pour éviter tout effet stroboscopique. La vitesse des tourbillons est ensuite moyennée axialement et le coefficient k_{ross} est alors déterminé en fonction des vitesses moyennes effective et tourbillonnaire :

$$u_{vor} = k_{ross}u_{eff} \quad (6.51)$$

6.4.2 Présentation des résultats et comparaison aux données expérimentales

La Figure 6.31 présente l'évolution de β en fonction de la position dans la post-chambre. On observe une forte dépendance du coefficient en fonction de la position axiale. La section effective augmente le long de la post-chambre puisque la taille de la zone de recirculation diminue ce qui implique une diminution du coefficient $\beta = R/R_{eff}$. On observe également que β augmente lorsque le diamètre du canal central augmente.

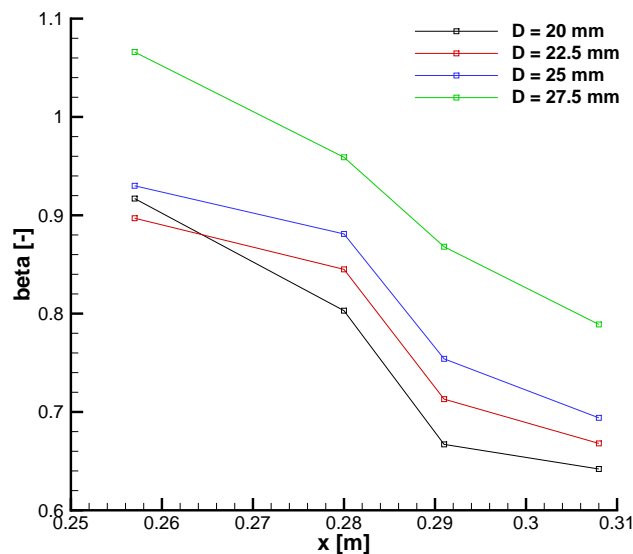


FIGURE 6.31 – Evolution de β en fonction de la position dans la post-chambre pour différentes simulations.

Le Tableau 6.10 résume les résultats moyens obtenus pour les différentes simulations.

Simulation	D [mm]	u [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	u_{vor} [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	β [-]	u_{eff} [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	k_{ross} [-]	$k_{ross}\beta$ [-]
1	20.0	49.8	27.1	0.758	37.7	0.72	0.546
2	22.5	40.2	24.2	0.781	31.4	0.77	0.601
3	25.0	32.1	23.3	0.815	26.2	0.89	0.725
4	27.5	33.6	23.4	0.920	30.9	0.76	0.699

TABLEAU 6.10 – Récapitulatif des résultats des simulations numériques pour la détermination des coefficients k_{ross} et β .

On observe que les coefficients k_{ross} et β dépendent fortement du diamètre du canal central et de la vitesse de l'écoulement en sortie de canal. Les simulations 1 et 2 ont montré la présence de structures tourbillonnaires nettement plus petites que pour les simulations 3 et 4. Les conditions de vitesses de l'écoulement en sortie de canal sont très différentes ce qui pourrait expliquer ces variations de comportement des tourbillons. Ces deux simulations pourraient être représentatives de ce qu'il se passe dans le cas d'écoulements à fortes vitesses pour lesquels le cisaillement très fort produit de petits tourbillons.

6.5 Modélisation des instabilités - II

6.5.1 Elaboration et description du modèle (partie 3)

Nous avons vu aux chapitres précédents que les instabilités dépendent fortement de la vitesse de l'écoulement à la fin du bloc de combustible. On va donc chercher à obtenir une loi interpolée de l'évolution de $k_{ross}\beta$ en fonction de la vitesse à partir des simulations effectuées. Dans un premier temps on trace le produit $k_{ross}\beta$ en fonction de la vitesse à la fin du canal ainsi que son interpolation (Figure 6.32). Les quatres points représentent les calculs numériques et la courbe correspond à l'interpolation de ces données à l'aide d'une fonction puissance.

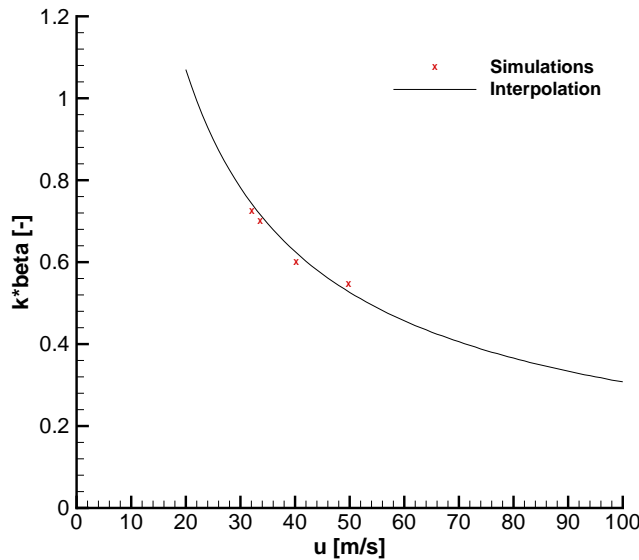


FIGURE 6.32 – Evolution de $k_{ross}\beta$ en fonction de u .

Cette interpolation conduit à une expression empirique sous la forme suivante :

$$k_{ross}\beta(u) = \frac{u_{vor}}{u} = 10.8960u^{-0.7746} = Au^B \quad (6.52)$$

avec : $A = 10.896$ et $B = -0.7746$.

A noter toutefois que cette loi n'est théoriquement valable que pour des vitesses comprises entre 20 et 50 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$ puisque les points utilisés pour l'obtenir sont de cet ordre de grandeur.

On souhaite désormais confronter cette loi d'interpolation avec les essais analysés précédemment. Pour cela on rappelle que la vitesse u peut se mettre sous la forme suivante :

$$u(t) = u_{t_1} \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right) \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2 \quad (6.53)$$

A partir de la relation (6.52) on peut écrire :

$$\left(\frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right) \left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right) = \frac{k_{ross}\beta(u(t))}{k_{ross}\beta(u_{t_1})} = \frac{u(t)^B}{u_{t_1}^B} \quad (6.54)$$

En utilisant la relation (6.53) on aboutit à l'équation suivante :

$$\left(\frac{k_{ross}(t)}{k_{ross,t_1}} \right) \left(\frac{\beta(t)}{\beta_{t_1}} \right) = \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right)^B \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^{2B} \quad (6.55)$$

Finalement l'utilisation de cette dernière équation, à la place de la loi empirique linéaire (6.43), permet d'obtenir une nouvelle expression de la vitesse des tourbillons qui ne dépend plus que de la vitesse des tourbillons initiale et du coefficient B issu de la loi d'interpolation :

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right)^{1+B} \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^{2(1+B)} \quad (6.56)$$

On applique désormais cette relation à l'ensemble des essais analysés, en imposant uniquement le couple $(m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1})$ pour obtenir une fréquence initiale proche de la valeur obtenue expérimentalement. Les données des couples utilisés sont fournies dans le Tableau 6.11.

Essai	m_{ross,t_1} [-]	u_{vor,t_1} [m · s ⁻¹]
Hyprogeo 05	4	15.2
Hytelsat 14	5	12.8
Hytelsat 02	4	14.6
Hytelsat 04	2	14.4
Hytelsat 03	4	14.3
Hytelsat 10	4	11.7
Hytelsat 15	4	12.4
Hytelsat 27	3	15.7
Hycat 07	3	15.1
Hycat 08	3	25.0
Hycat 09	3	26.0

TABLEAU 6.11 – Données utilisées pour l'application du modèle avec interpolation numérique des coefficients k_{ross} et β .

Les résultats pour les essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14 sont présentés sur la Figure 6.33. On constate que les résultats sont bons et que le modèle permet de reproduire correctement les glissements et les sauts fréquentiels observés. Il en est de même pour tous les autres essais (hormis les essais Hycat 08 et 09) pour lesquels les résultats sont donnés sur les Figures 6.34 et 6.35.

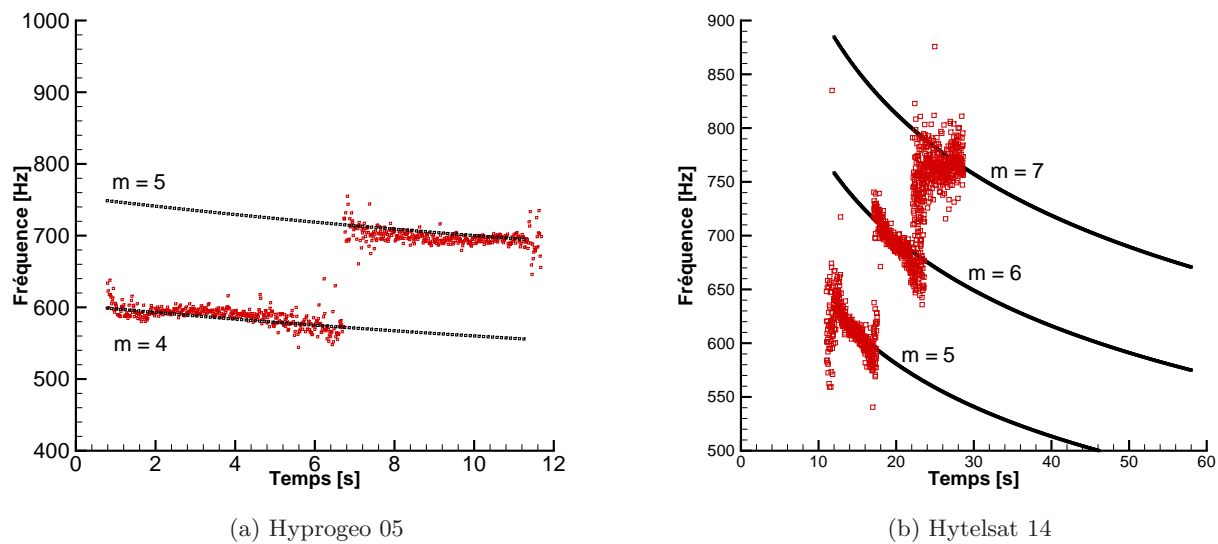


FIGURE 6.33 – Résultats de l'application du modèle avec interpolation numérique des coefficients k_{ross} et β pour les essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14.

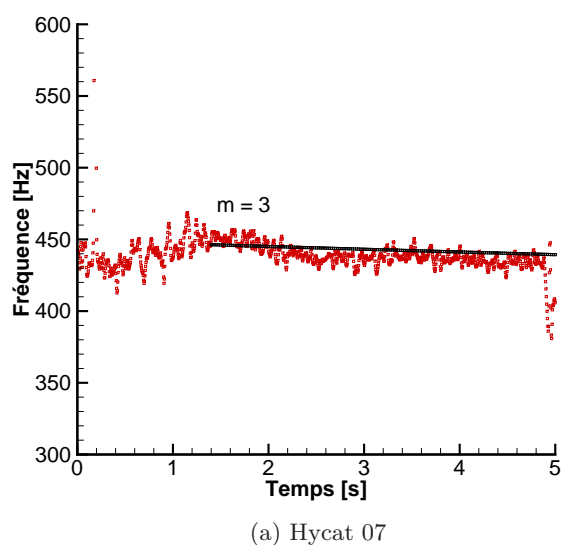
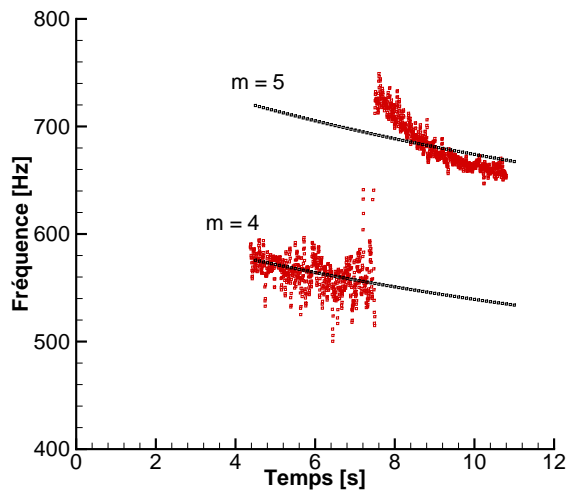
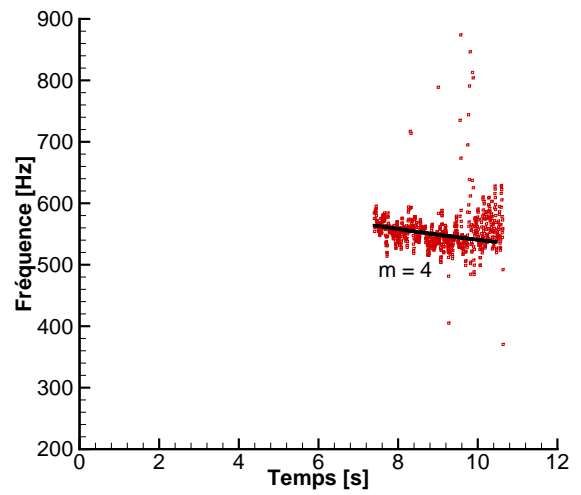


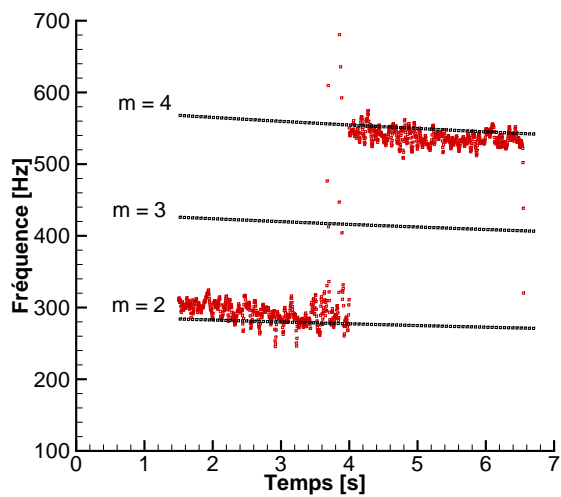
Figure 6.34 – Résultats du modèle avec la loi d'interpolation pour l'essai Hycat 07.



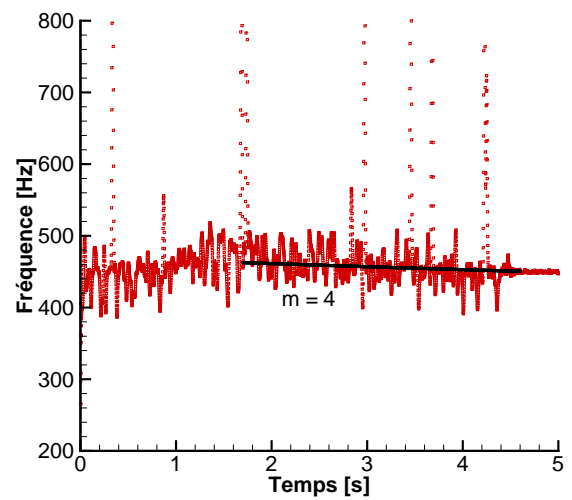
(a) Hytelsat 02



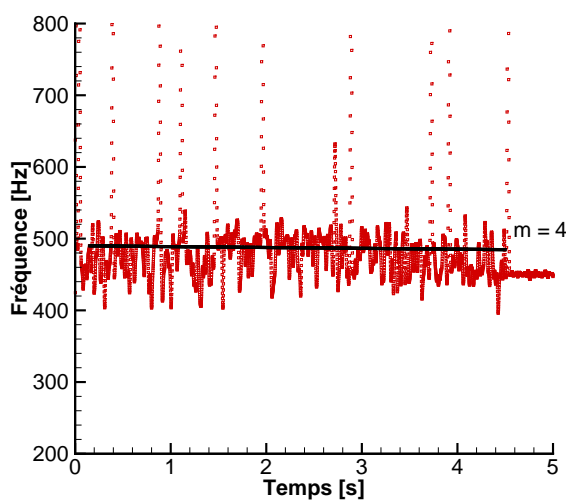
(b) Hytelsat 03



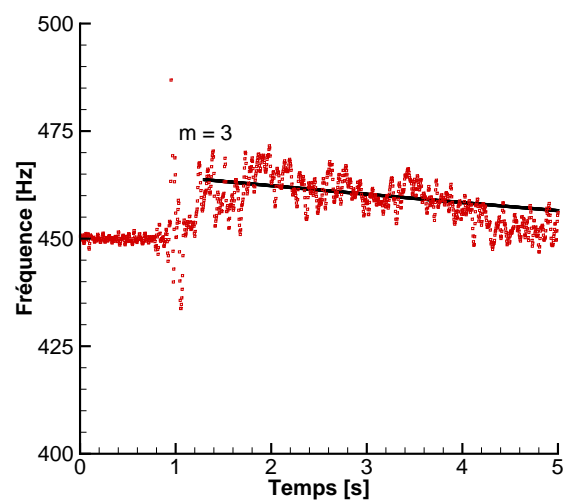
(c) Hytelsat 04



(d) Hytelsat 10



(e) Hytelsat 15



(f) Hytelsat 27

Figure 6.35 – Résultats du modèle avec la loi d'interpolation pour les essais Hytelsat 02, 03, 04, 10, 15 et 27.

6.5.2 Elaboration et description du modèle (partie 4)

Les résultats obtenus pour les essais Hycat 08 et 09 sont présentés sur la Figure 6.36. Pour ces deux essais, l'application du modèle donne des résultats assez éloignés des observations expérimentales. La différence majeure de ces deux essais par rapport aux autres est la pression de fonctionnement qui y est nettement plus faible (Tableau 6.6). Pour rappel il avait été nécessaire d'utiliser un coefficient δ nul ou proche de 0 pour ces deux essais, dans le modèle empirique linéaire pour $k_{ross}\beta$, afin de reproduire correctement le comportement fréquentiel obtenu (Tableau 6.8). Considérer que $\delta = 0$ dans le modèle précédent revient alors à dire que le produit $k_{ross}\beta$ est constant au cours du temps (eq. (6.43)), ce qui se traduit par l'expression suivante pour la vitesse des tourbillons :

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right) \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2 \quad (6.57)$$

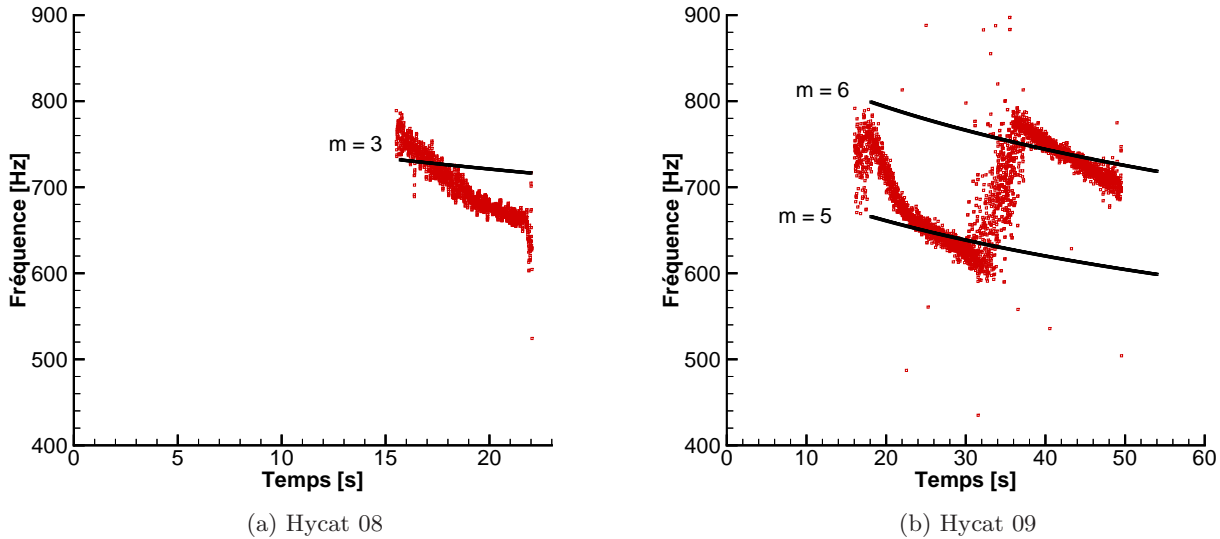


FIGURE 6.36 – Résultats de l'application du modèle avec interpolation numérique des coefficients k_{ross} et β pour les essais Hycat 08 et 09.

On peut alors remarquer que les équations (6.57) et (6.56) sont semblables si le coefficient B est pris égal à 0 dans cette dernière relation. La loi d'interpolation issue des simulations (eq. (6.52)) a été obtenue à partir de simulations effectuées dans les conditions de l'essai Hytelsat 27 et pour lequel la pression dans le moteur était de 4.15 MPa. Bien qu'elle fournisse de bons résultats pour la plupart des essais analysés, et pour lesquels la pression de fonctionnement dans le moteur restait assez proche de celle de l'essai Hytelsat 27, un coefficient B différent et égal à 0 semble nécessaire pour les essais à plus basse pression. Il est donc probable que ce coefficient B soit, entre autre, fonction de la pression dans le moteur. Pour tenter de prendre en compte cet effet, le coefficient B a été adapté pour chacun des essais⁴ afin de reproduire de manière la plus précise possible les fluctuations expérimentales. Les valeurs obtenues sont ensuite tracées en fonction de la pression dans le moteur, puis interpolées linéairement. Les résultats sont présentés sur la Figure 6.37.

4. Le coefficient a été ajusté manuellement pour obtenir des évolutions fréquentielles théoriques les plus proches possible des essais

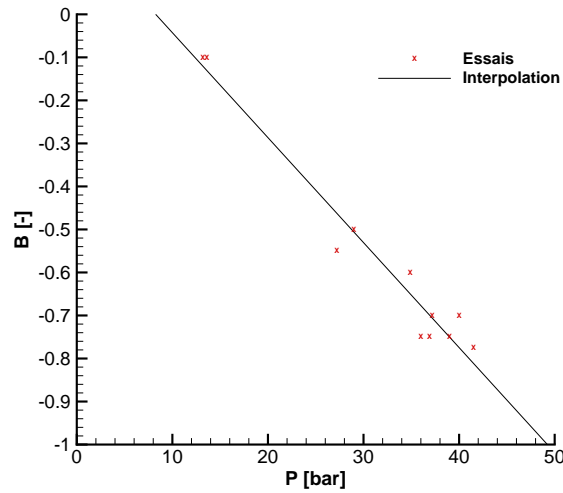


FIGURE 6.37 – Evolution de B en fonction de la pression pour les différents essais.

La loi d'interpolation obtenue est alors donnée par la relation suivante :

$$B(P) = -0,0244 \left(\frac{P}{P_{ref}} \right) + 0,2014 \quad (6.58)$$

avec $P_{ref} = 1$ bar.

L'application de cette dernière relation à l'équation (6.56) permet finalement d'aboutir à un nouveau système pour la vitesse des tourbillons, prenant désormais en compte l'effet de la pression dans le moteur :

$$\begin{cases} \forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right)^{1+B} \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^{2(1+B)} \\ B(P) = -0,0244 \left(\frac{P}{P_{ref}} \right) + 0,2014 \end{cases} \quad (6.59)$$

On applique désormais ce modèle semi-empirique, qui a pour seuls paramètres la valeur du couple ($m_{ross,t_1}, u_{vor,t_1}$) et la pression P , à tous les essais. Le Tableau 6.12 présente les valeurs des paramètres utilisés pour obtenir les résultats. La Figure 6.38 présente les résultats obtenus pour les essais Hyprogeo 05 et Hytelsat 14. Le modèle fonctionne légèrement moins bien pour le premier essai mais est très bon pour le second essai.

Essai	m_{ross,t_1} [-]	u_{vor,t_1} [m · s ⁻¹]	P [bar]
Hyprogeo 05	4	16.2	27.2
Hytelsat 14	5	13.1	36.0
Hytelsat 02	3	19.7	29.0
Hytelsat 04	1	29.0	40.0
Hytelsat 03	4	14.3	39.0
Hytelsat 10	4	11.9	34.9
Hytelsat 15	4	12.2	36.9
Hytelsat 27	3	15.7	41.5
Hycat 07	3	15.1	37.2
Hycat 08	3	25.0	13.6
Hycat 09	3	25.6	13.2

TABLEAU 6.12 – Paramètres utilisés pour l'emploi du modèle avec influence de la pression.

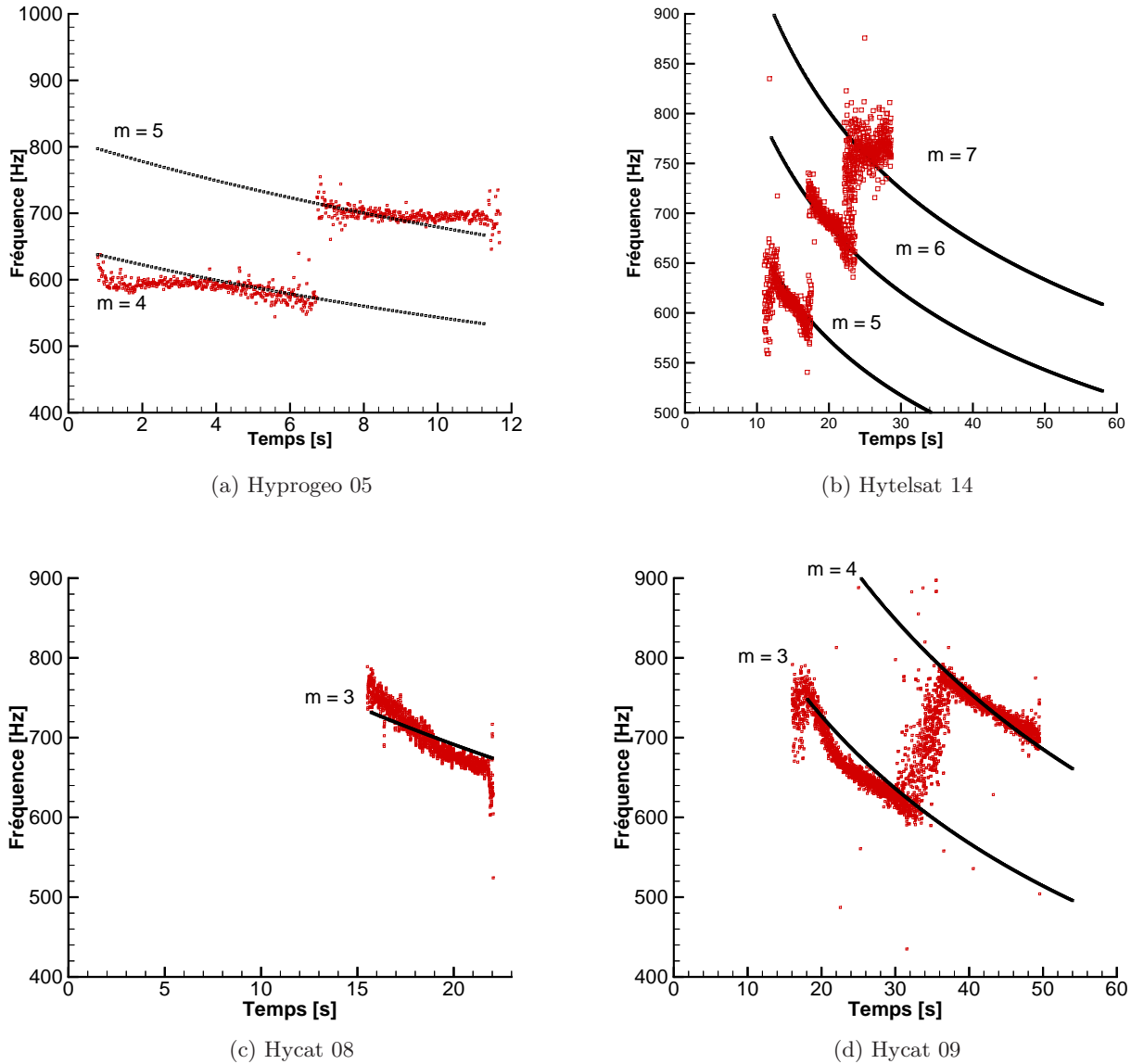
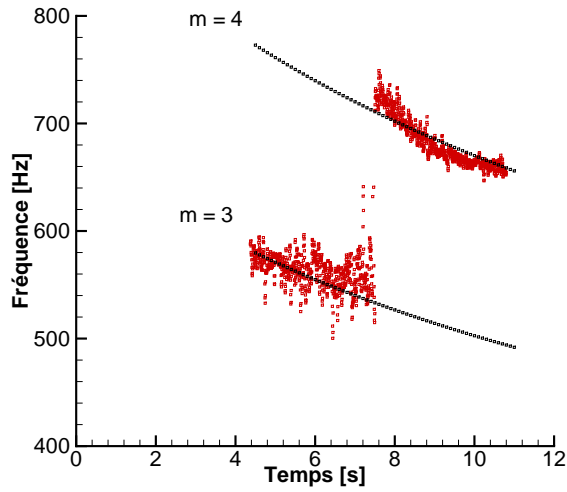
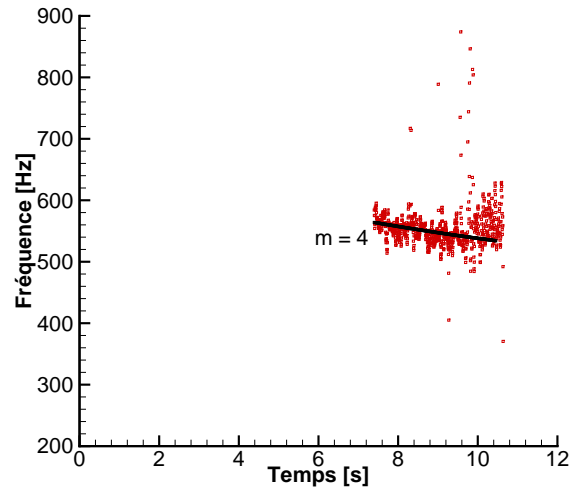


FIGURE 6.38 – Application du modèle avec effet de pression sur les essais Hyprogeo 05, Hytelsat 14, Hycat 08 et 09.

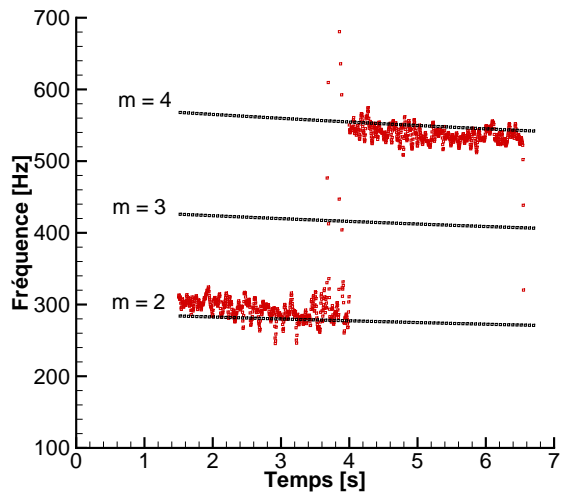
La Figure 6.38 présente également les résultats pour les essais Hycat 08 et 09 pour lesquels le modèle précédent sans prise en compte de l'effet de pression ne donnait pas de bons résultats. On constate que la correction de pression donne des résultats satisfaisants pour ces deux essais. Les résultats sont bons pour tous les essais et sont présentés sur les Figures 6.39 et 6.40.



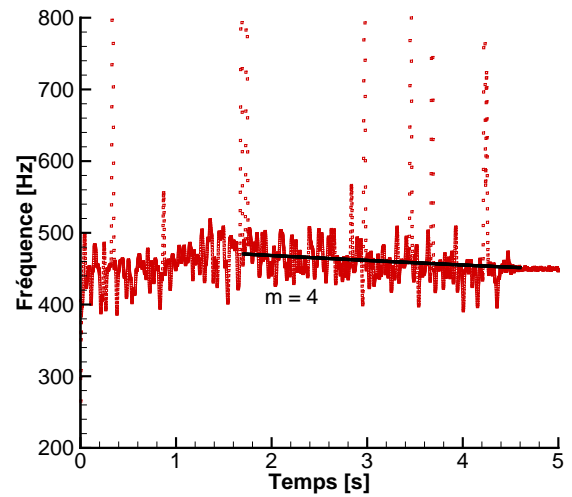
(a) Hytelsat 02



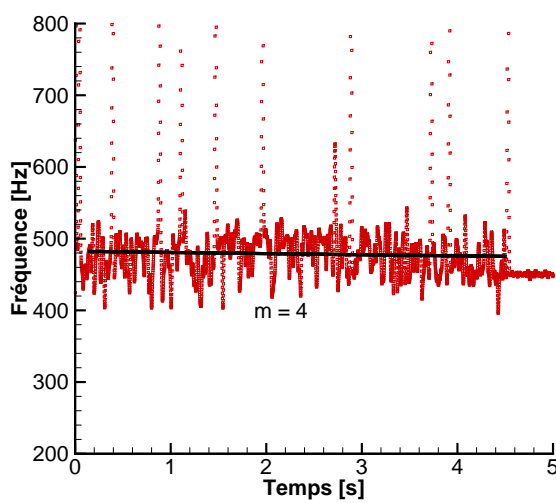
(b) Hytelsat 03



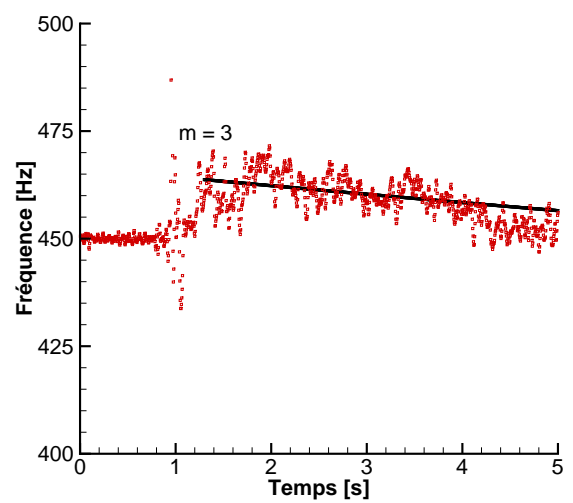
(c) Hytelsat 04



(d) Hytelsat 10

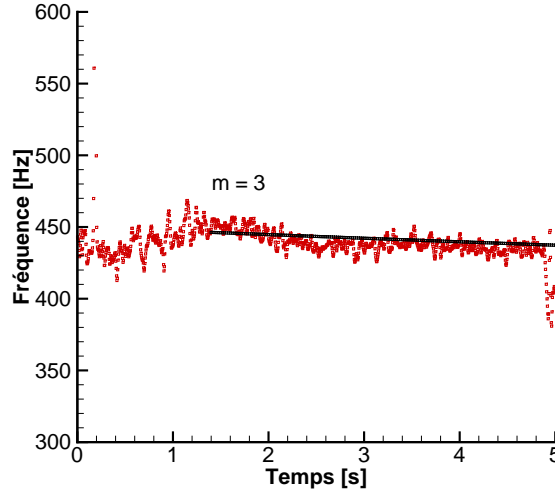


(e) Hytelsat 15



(f) Hytelsat 27

Figure 6.39 – Résultats du modèle avec la loi d'interpolation et l'effet de pression pour les essais Hytelsat 02, 03, 04, 10, 15 et 27.



(a) Hycat 07

Figure 6.40 – Résultats du modèle avec la loi d’interpolation et l’effet de pression pour l’essai Hycat 07.

6.5.3 Elaboration et description du modèle (partie 5)

On souhaite maintenant appliquer ce modèle à un essai ayant subi de l’érosion pour voir si les modifications proposées par la relation (6.45) pourraient permettre de restituer correctement le comportement fréquentiel pour cette configuration. Pour cela il faut d’une part prendre en compte les variations de densité au cours de l’essai, provoquées par les variations de pression, et d’autre part les variations du débit d’oxydant. En considérant la loi d’état des gaz parfaits et en supposant que la température ne varie pas au cours de l’essai, on peut écrire :

$$\frac{\rho_{t_1}}{\rho(t)} = \frac{P_{t_1}}{P(t)} \quad (6.60)$$

Les variations de vitesse de l’écoulement peuvent alors s’écrire :

$$u(t) = u_{t_1} \left(\frac{P_{t_1}}{P(t)} \right) \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right) \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^2 \quad (6.61)$$

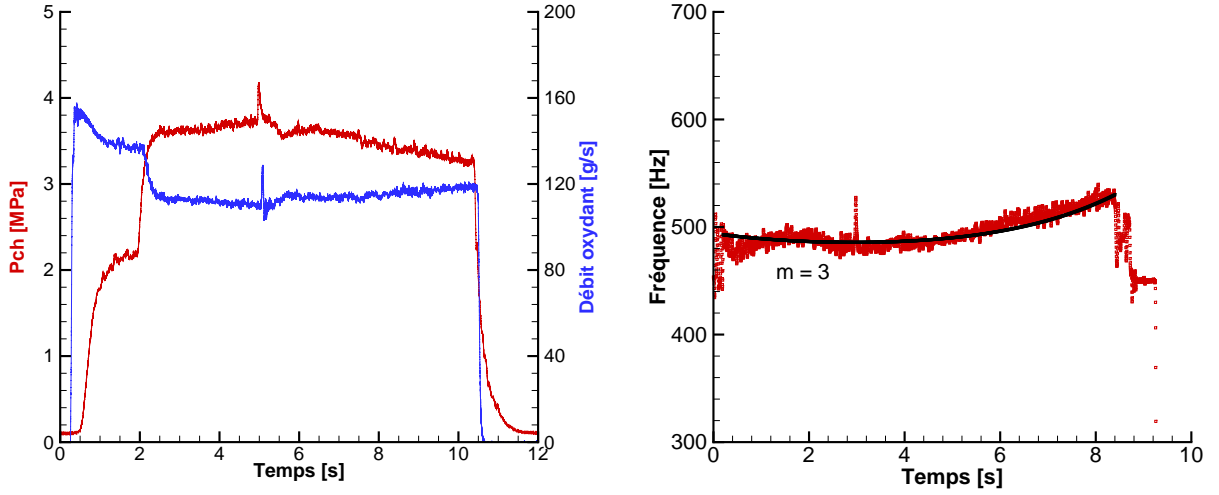
Ce qui aboutit finalement à l’expression de la vitesse des tourbillons suivante :

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{P_{t_1}}{P(t)} \right)^{1+B} \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right)^{1+B} \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^{2(1+B)} \quad (6.62)$$

en conservant l’expression de B donnée par l’équation (6.58) et en remplaçant P par $P(t)$.

L’évolution du diamètre est résolue numériquement avec un schéma d’Euler explicite à partir de l’équation $\frac{\partial D}{\partial t} = 2v_{reg}$, puisque le débit d’oxydant n’est pas constant. A partir des résultats expérimentaux, on extrait les évolutions de la pression et du débit d’oxydant et on applique ce qui vient d’être décrit. Ce travail a été effectué pour l’essai Hycat 06, qui est l’essai avec l’érosion la plus importante, et pour lequel la fréquence d’instabilité a augmenté pendant le tir. La Figure 6.41 présente les résultats expérimentaux obtenus ainsi que l’application du modèle précédent. Les paramètres utilisés sont : $u_{vor,t_1} = 16.7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ et $m_{ross,t_1} = 3$.

On constate que l’application du modèle donne de très bons résultats et reproduit fidèlement l’augmentation de la fréquence de l’instabilité. Ceci indique d’une part que l’érosion de la tuyère est effectivement à l’origine de ce comportement fréquentiel et d’autre part que celle-ci peut être prise en compte correctement dans le modèle.



(a) Evolutions de la pression et du débit d'oxydant

(b) Transformée de Hilbert et application du modèle

FIGURE 6.41 – Résultats du modèle avec prise en compte de l'érosion lors de l'essai Hycat 06.

6.5.4 Récapitulatif du modèle final

Les données expérimentales et les résultats des simulations numériques ont permis d'aboutir à un modèle capable de calculer le comportement fréquentiel des instabilités hydrodynamiques dans les moteurs hybrides et pour des essais avec une pression constante ou non (en cas d'érosion du col de la tuyère). Ce modèle dépend de 2 paramètres majeurs que sont le mode initial et la vitesse initiale des tourbillons, qui sont choisis afin de respecter la fréquence initiale des instabilités obtenue durant les essais. Une fois ces 2 paramètres choisis, le modèle est capable de restituer l'évolution temporelle de la fréquence des instabilités hydrodynamiques en fonction des données mesurées de l'essai, sur base des relations suivantes :

$$\forall t \geq t_1 : f(t) = f_{t_1} \left(\frac{1/c+1/u_{vor,t_1}}{1/c+1/u_{vor}(t)} \right)$$

$$f_{t_1} = \frac{1}{L_{ross}} \left(\frac{m_{ross,t_1} - \alpha}{1/c+1/u_{vor,t_1}} \right)$$

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left(\frac{P_{t_1}}{P(t)} \right)^{1+B} \left(\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right)^{1+B} \left(\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right)^{2(1+B)}$$

$$B(P(t)) = -0,0244 \left(\frac{P(t)}{P_{ref}} \right) + 0,2014$$

avec : $P_{ref} = 1 \text{ bar}$.

La Figure 6.42 présente le principe d'utilisation du modèle dans sa version finale, pour laquelle deux situations sont à distinguer. La première concerne le cas où aucun saut fréquentiel n'est observé, ce qui signifie que le nombre de tourbillons dans la post-chambre reste constant au cours de l'essai analysé. Pour cette configuration, il est nécessaire de choisir le nombre de tourbillons m_{ross,t_1} qui va servir au calcul de la vitesse initiale des tourbillons à partir des données expérimentales et théoriques. Les évolutions de la vitesse des tourbillons et de la fréquence des instabilités sont ensuite déterminées uniquement à partir des données expérimentales. La seconde situation concerne les essais pour lesquels un ou plusieurs sauts fréquentiels ont été observés. Pour cette configuration, les valeurs des sauts fréquentiels imposent le nombre de tourbillons initial, et aucun paramètre supplémentaire n'est nécessaire pour l'application du modèle.

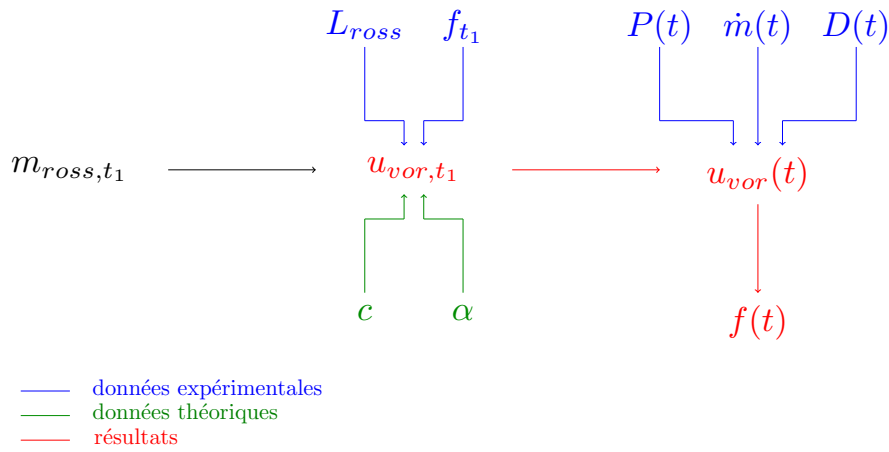


FIGURE 6.42 – Schéma de principe de l'utilisation du modèle final.

6.6 Analyse expérimentale complémentaire de certains essais

6.6.1 Essais avec injection liquide

Une analyse complémentaire est proposée pour l'essai Hytelsat 14. La Figure 6.43 présente les résultats obtenus par superposition des FFT instantanées, réalisées sur des fenêtres glissantes, au cours de l'essai dans un graphique fréquence - temps. Contrairement à la méthode de Hilbert qui analyse des variations de fréquences à l'aide de filtres passe-bandes, cette méthode permet de visualiser l'ensemble des fréquences caractéristiques principales, même de faibles amplitudes, au cours de l'essai.

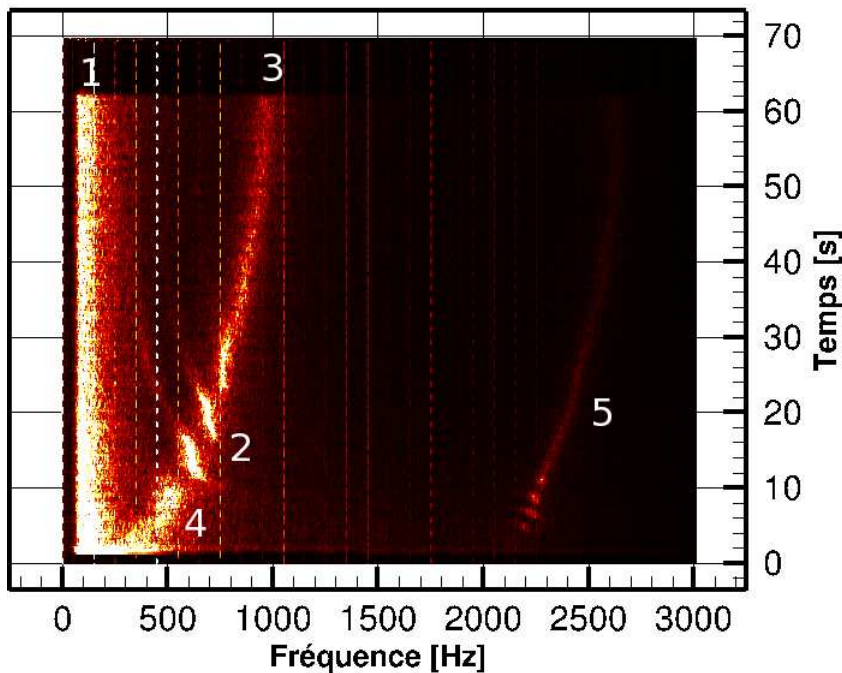


FIGURE 6.43 – FFT superposées au cours de l'essai Hytelsat 14.

On peut tout d'abord remarquer que la zone notée 1 correspond à des basses fréquences observées sur chaque essai et durant la totalité des tirs. Ces instabilités ne sont pas étudiées dans le cadre de cette thèse. On peut clairement identifier les sauts et glissements fréquentiels dans la zone notée 2 qui interviennent durant la première moitié de l'essai et qui ont été correctement restitués par le modèle (Figure 6.38). On constate également une troisième tendance (zone 3) difficilement identifiable à l'aide des visualisations traditionnelles. Il s'agit de l'évolution d'un phénomène dont la fréquence a une valeur initiale proche de 300 Hz et termine à une valeur finale proche de 900 Hz.

Ce mécanisme intervient dans le même temps que les modes de Rossiter dans la première partie de l'essai et se poursuit jusqu'à la fin de celui-ci. Cela pourrait indiquer un couplage entre le mécanisme de génération tourbillonnaire dans la post-chambre, décrit dans le modèle, avec un autre effet. Ce phénomène n'a cependant pu être observé que dans le cas de cet essai long puisque, lorsque les modes de Rossiter sont présents, il est très difficile d'identifier un autre effet dans les mêmes gammes de fréquences et dont l'amplitude serait plus faible. La zone 4 correspond à une fréquence proche de celle des modes de Rossiter, et a tendance à augmenter jusqu'à l'apparition du premier mode aux alentours de 12 s. Il pourrait s'agir du même phénomène d'augmentation de la fréquence, observé lors des premiers instants sur d'autres essais (Figures 6.18 et 6.14). Finalement, la zone 5 semble être directement liée à l'évolution de la zone 3. Ces évolutions pourraient indiquer une origine acoustique pour ces effets, provoqués par les variations de vitesse du son ou de géométrie dans le moteur au cours de l'essai. Le couplage entre acoustique et hydrodynamique est connu dans les moteurs à propulsion solide, et pourrait être également présent dans les moteurs hybrides.

La fréquence acoustique des modes longitudinaux est généralement calculée à partir de la relation :

$$f_{1L} = \frac{c}{2L} \quad (6.64)$$

L'application de cette relation, en prenant une vitesse du son $c = 1000 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, donne une fréquence du mode 1L de 1390 Hz. Le deuxième mode pourrait alors correspondre à une fréquence proche de 2780 Hz et être cohérente avec la zone 5. On constate que la fréquence identifiée dans cette zone évolue d'environ 2200 Hz à 2700 Hz en fin d'essai. Si ce phénomène était bien provoqué par un mode acoustique longitudinal calculable par la relation (6.64), cette variation de fréquence correspondrait à une augmentation de la vitesse du son d'environ 23 %, et à une augmentation de la température de 51 %. Ces variations semblent peu probables à la vue des variations théoriques faibles de la vitesse du son en fonction du rapport de mélange. Cependant, il est à noter que l'écoulement rencontré lors de cet essai est complexe et l'analyse acoustique difficile. D'une part, la pré-chambre est une zone dans laquelle l'écoulement est diphasique. D'autre part, des gradients de température et de densité longitudinaux et radiaux sont présents à cause de la flamme de diffusion et des produits de combustion. Enfin, la géométrie du bloc varie fortement durant cet essai long, que ce soit radialement par régression classique du bloc mais également sur les faces latérales. Tous ces effets peuvent avoir un impact sur l'acoustique du moteur et une étude dédiée serait nécessaire pour analyser ce phénomène.

L'essai Hytelsat 03 est intéressant puisqu'il est le seul autre essai à n'avoir développé une instabilité de type Rossiter qu'après plusieurs secondes (Figure 6.16). Une analyse similaire de FFT superposées est donc effectuée afin d'étudier un éventuel phénomène fréquentiel dans la première phase de l'essai. La Figure 6.44 présente les résultats de cette analyse. On constate que dès le début du tir, le phénomène observé dans le cas de l'essai Hytelsat 14 est également présent avec des fréquences similaires aux alentours de 500 Hz (zone 4) et 2300 Hz (zone 5).

6.6.2 Essais avec injection gazeuse

Une analyse similaire à celle effectuée pour l'essai long Hytelsat 14 (Figure 6.43), grâce aux FFT superposées, a été réalisée pour les deux essais longs avec catalyseur. Les résultats de cette analyse sont présentés sur la Figure 6.45. Sur ces deux analyses, on retrouve des comportements similaires à ceux observés lors de l'essai Hytelsat 14. La zone 1 représente les instabilités à basses fréquences et la zone 2 identifie les modes de Rossiter. On constate également que, dans les deux cas, la zone 4 est clairement visible. Les zones 3 et 5 qui pourraient provenir de l'effet acoustique et du couplage avec l'hydrodynamique sont possiblement visibles mais moins évidentes que pour l'essai liquide. Enfin, on observe la présence d'un glissement fréquentiel supplémentaire dans la zone 6 pour l'essai Hycat 09, qui semblait se déclencher à la fin de l'essai Hycat 08.

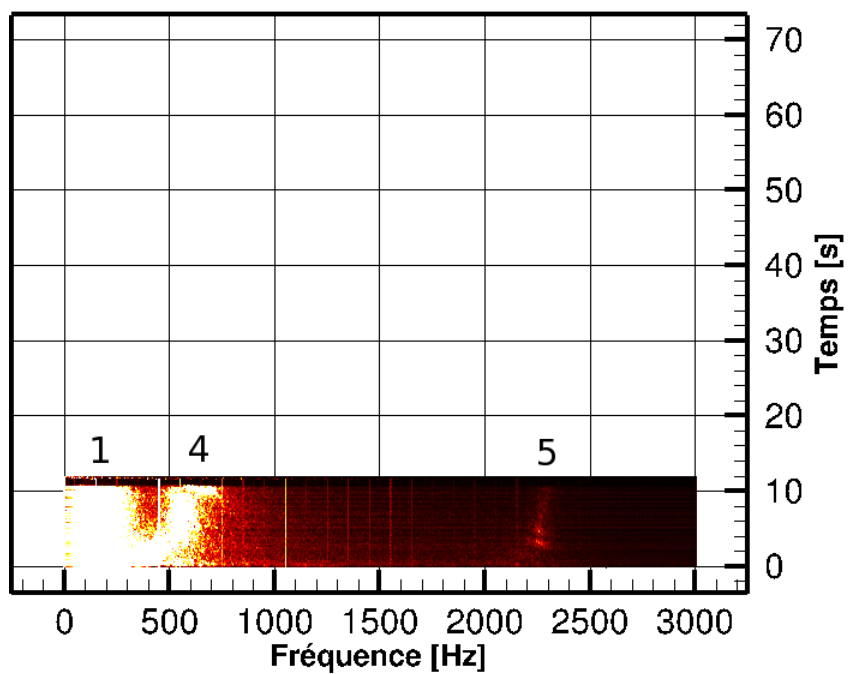
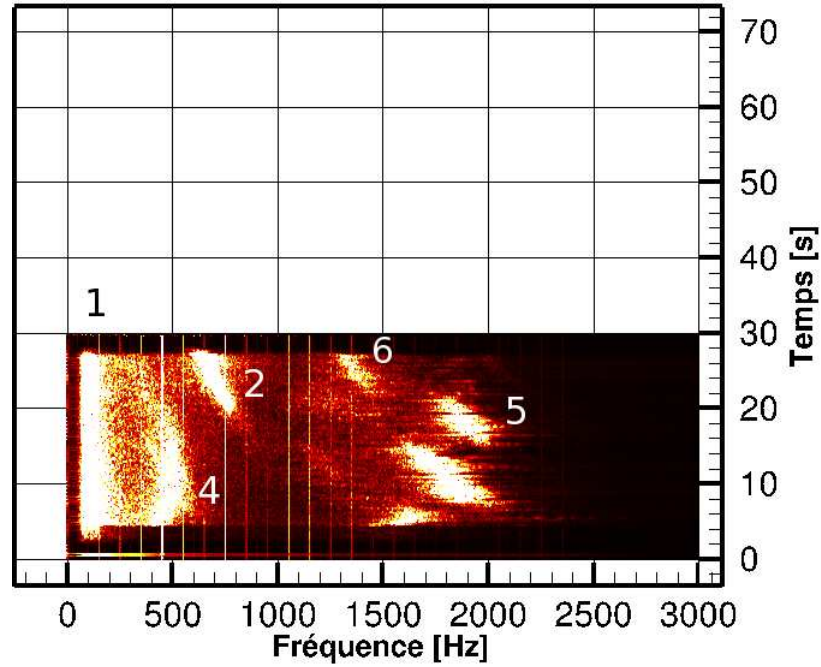
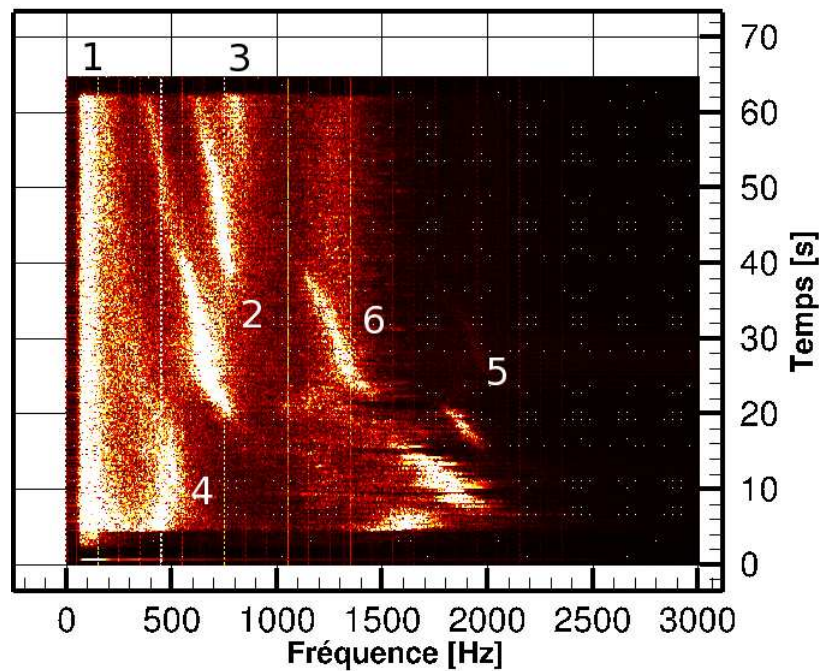


FIGURE 6.44 – FFT superposées au cours de l'essai Hytelsat 03.



(a) Hycat 08



(b) Hycat 09

FIGURE 6.45 – FFT superposées au cours des essais Hycat 08 et 09.

6.7 Conclusion partielle

Ce chapitre a présenté les étapes de développement d'un modèle permettant de restituer le comportement fréquentiel des instabilités hydrodynamiques observées lors de certains essais. Le modèle de Carmicino [16] généralement employé en propulsion hybride a été utilisé dans le cas de l'essai avec catalyseur présenté au Chapitre 5 et a permis de donner un ordre de grandeur correct des instabilités hydrodynamiques. Ce modèle se base cependant sur un nombre de Strouhal a priori inconnu, surestime de manière importante le glissement fréquentiel et ne permet pas de calculer et de justifier les sauts de fréquences observés expérimentalement. Le modèle de Rossiter [73] a également été utilisé et a permis de fournir une estimation correcte de la fréquence des instabilités. L'utilisation de ce modèle a conduit à une surestimation du glissement fréquentiel mais pouvait permettre de justifier les sauts fréquents observés par le changement du nombre de tourbillons dans la post-chambre. La suite du développement s'est donc concentrée sur le modèle classique de génération tourbillonnaire dans une cavité.

La spécificité du cas des moteurs hybrides par rapport aux cavités classiques réside dans le fait que la géométrie du canal central et donc la vitesse de l'écoulement évolue à l'entrée de la chambre de post-combustion. Ces évolutions de vitesse et de géométrie ont pour effet des variations de la position et de la taille de la zone de recirculation dans la post-chambre, ainsi que de la vitesse des tourbillons. La non prise en compte de ces phénomènes a conduit à une surestimation quasi-systématique des glissements fréquents observés expérimentalement. Afin de corriger ces écarts un nouveau coefficient (noté β) a été introduit, faisant le lien entre la vitesse de l'écoulement à la fin de la chambre de combustion et celle dans la post-chambre, et est basé sur la conservation du débit en prenant en compte la zone de recirculation. La vitesse des tourbillons est enfin supposée proportionnelle à la vitesse dans la post-chambre et non plus à celle à la fin du bloc de combustible, avec un coefficient de proportionnalité non constant noté k_{ross} .

La détermination de ces paramètres n'étant pas possible expérimentalement, une évolution empirique linéaire a été utilisée dans un premier temps et a permis de restituer correctement la plupart des essais réalisés avec une injection d'oxydant liquide. Les glissements fréquents sont estimés via un paramètre empirique et le modèle permet alors de calculer le saut fréquentiel par le changement du nombre de tourbillons. De nouveaux essais ont été effectués avec un catalyseur et ont montré un comportement similaire aux essais avec injection d'oxydant liquide, c'est à dire comprenant des glissements et sauts fréquents des instabilités.

Plusieurs simulations numériques ont été effectuées, avec différentes valeurs de diamètre du canal central, afin d'estimer les variations possibles des coefficients k_{ross} et β . Les simulations ont mis en évidence des variations de ces coefficients et ont permis d'obtenir une loi interpolée en fonction de la vitesse de l'écoulement à la fin du bloc de combustible. L'application de ce modèle a donné des résultats satisfaisants sauf pour les deux essais réalisés à une pression plus basse. Une correction du paramètre interpolé en fonction de la pression a donc été effectuée et a permis de restituer correctement l'ensemble des essais analysés, y compris les essais à basse pression. Finalement, des modifications ont été apportées afin de prendre en compte les effets de l'érosion de la tuyère et de la chute de pression dans le moteur. Ces modifications ont été appliquées à un essai présentant une forte érosion et ont reproduit fidèlement l'augmentation fréquentielle observée.

Enfin, une analyse complémentaire basée sur des FFT glissantes a été effectuée sur certains essais et a révélé la superposition des modes de Rossiter avec un autre phénomène, possiblement lié à l'acoustique, mais dont l'étude n'a pas été approfondie durant cette thèse.

Bien que le modèle développé dans ce chapitre ait permis de restituer correctement le comportement fréquentiel des instabilités pour la plupart des essais disponibles dans la base de données, il existe certaines limitations plus ou moins difficiles à résoudre. Le modèle retrouve tous les sauts de fréquences dus aux changements de modes dans la post-chambre mais plusieurs cas sont parfois possibles. Par exemple, un passage du mode 1 au mode 2 fournit le même saut fréquentiel qu'un passage du mode 2 au mode 4 et il n'est pas possible de conclure sans arguments supplémentaires. Il a été montré que lors de certains essais, la forme du bloc de combustible présente un effet de bord, c'est à dire un diamètre nettement différent du reste du canal à la fin du bloc. Le modèle est basé sur la connaissance du diamètre à la fin du bloc, et cet effet peut conduire dans certains cas à des aberrations comme un diamètre à la fin de l'essai plus petit que le diamètre initial. La formation de cet effet de bord n'a pas été étudiée dans cette thèse mais les essais comportant ce phénomène doivent être analysés de manière plus critique.

Enfin, nous avons vu que les paramètres utilisés dans le modèle, comme les vitesses effectives ou tourbillonnaires ou encore la taille de la zone de recirculation, dépendent de la position axiale dans la post-chambre. Le modèle développé dans le cadre de cette thèse est purement 0D mais la prise en compte des effets 1D pourrait s'avérer utile pour son amélioration.

Ce chapitre a présenté l'étude et la modélisation des instabilités hydrodynamiques dans les moteurs. Comme tous les phénomènes provoquant des oscillations de pression, elles doivent être réduites afin d'éviter une éventuelle dégradation d'un lanceur ou d'un satellite. Le chapitre suivant sera par conséquent dédié à l'étude de systèmes permettant la réduction ou la suppression des instabilités de ce type dans les moteurs.

La version finale du modèle original développé dans le cadre de la thèse permet de restituer fidèlement l'évolution temporelle de la fréquence des instabilités hydrodynamiques, en termes de glissements et de sauts fréquentiels, apparaissant dans les moteurs hybrides avec injection d'oxydant liquide ou gazeux et quelle que soit la pression de fonctionnement (y compris en présence d'érosion du col). Outre les données expérimentales mesurables (évolutions temporelles du débit d'oxydant et de pression, diamètres initial et final), le modèle ne dépend que d'un paramètre à choisir pour caler la fréquence initiale de la première instabilité lorsqu'il n'y a pas de saut fréquentiel. Lorsqu'il y a au moins un saut fréquentiel, la valeur du saut impose le choix du paramètre et l'application du modèle ne requiert par conséquent que la connaissance des données expérimentales.

Chapitre 7

Analyse de moyens de réduction des instabilités hydrodynamiques

Ce chapitre a pour objectif d'étudier quelques moyens qui pourraient permettre la réduction des instabilités hydrodynamiques dans les moteurs hybrides. Une première étude purement numérique présente l'ajout d'une injection d'oxydant dans la post-chambre, afin de modifier l'écoulement à la fin du bloc de combustible et par conséquent les structures tourbillonnaires. Enfin, une seconde étude concerne l'utilisation d'une injection d'oxydant swirlée. Les résultats d'essais et de simulations numériques de cette configuration sont décrits et comparés dans ce chapitre.

Sommaire

7.1	Injection dans la post-chambre	127
7.2	Injection swirlée	129
7.2.1	Analyse expérimentale	130
7.2.2	Analyse numérique	133
7.3	Conclusion partielle	139

7.1 Injection dans la post-chambre

Les simulations numériques présentées au Chapitre 5 ont montré que les structures tourbillonnaires responsables des oscillations de pression dans le moteur hybride se forment à la fin du bloc solide et contiennent du combustible imbrûlé. Une première idée afin de réduire ces instabilités est l'utilisation d'une injection d'oxydant supplémentaire dans la post-chambre. D'une part, cette injection a pour objectif de perturber voire empêcher la formation des gros tourbillons, et d'autre part l'utilisation d'oxydant peut permettre de faire réagir le combustible imbrûlé et ainsi augmenter le rendement de combustion.

Plusieurs simulations numériques 2D axisymétriques ont été effectuées dans ce sens, avec une injection à différentes positions le long de la paroi de la post-chambre et pour différentes valeurs de débits. Il s'avère qu'il est très difficile d'impacter et modifier les structures tourbillonnaires en effectuant une injection sur la paroi extérieure de la post-chambre, à moins d'avoir recours à des débits très élevés.

Une autre solution a donc été envisagée afin d'avoir un effet important sur les tourbillons et consiste en une injection d'oxydant sur la face latérale du combustible de la post-chambre, proche du point de formation des tourbillons. La Figure 7.1 présente le schéma de principe de cette solution dont l'idée est de modifier les contraintes de cisaillement responsables de la génération tourbillonnaire à cette position.

Bien que difficilement réalisable expérimentalement, cette solution est assez simple à mettre en œuvre à l'aide de simulations numériques. La simulation 2D axisymétrique du Chapitre 5 a servi de base pour la réalisation d'une nouvelle simulation pour laquelle l'injection dans la post-chambre, décrite sur la Figure 7.1, a été ajoutée. Il s'agit d'une injection axiale d'oxydant décomposé dont le débit a été fixé à 20 % de la valeur du débit provenant de l'injecteur gazeux. Les dimensions de cette condition aux limites ont été définies afin d'obtenir une vitesse d'éjection proche de la vitesse de l'écoulement dans le canal central. Les résultats en termes de pression et de rendements de combustion numériques sont donnés dans le Tableau 7.1.

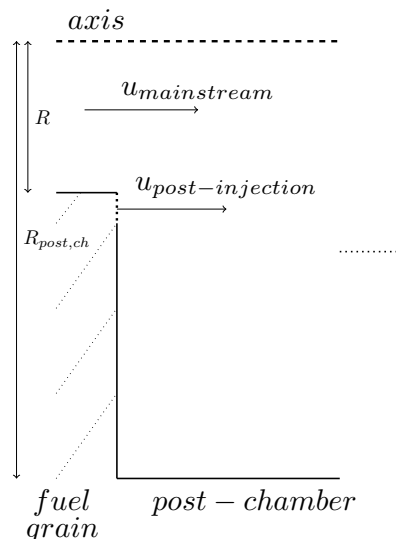


FIGURE 7.1 – Schéma de principe de l'injection dans la post-chambre.

	Cas de base	Injection post-chambre
O/F [-]	9.57	11.4
P_{ch} [MPa]	4.32	4.69
η_c [%]	92.6	89.4

TABLEAU 7.1 – Résultats de la simulation numérique avec injection dans la post-chambre.

Bien que les deux configurations ne soient pas directement comparables puisque les rapports de mélange sont différents, on peut observer que le rendement de combustion numérique a légèrement diminué en passant de 92.6 % pour le cas de base à 89.4 % dans le cas avec injection dans la post-chambre. Des champs instantanés de fractions massiques d'oxygène et d'éthylène sont présentés sur la Figure 7.2.

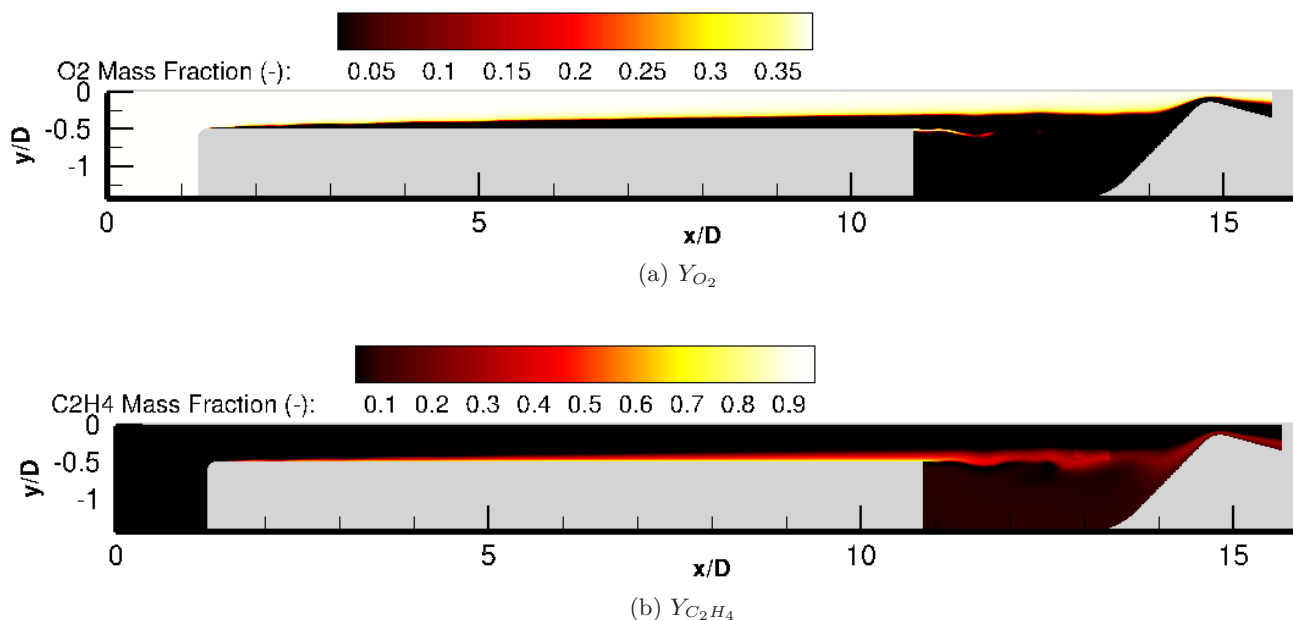


FIGURE 7.2 – Champs instantanés de fractions massiques d'oxygène et d'éthylène dans la configuration avec injection dans la post-chambre.

On peut remarquer qu'une grande partie de l'oxydant injecté dans la post-chambre semble avoir réagi rapidement après l'injection et n'atteint pas le col de la tuyère.

On peut également noter que le combustible n'est désormais plus contenu dans des structures tourbillonnaires mais est présent dans une couche de cisaillement située entre le centre du moteur et le reste de la post-chambre. La Figure 7.3 présente des champs instantanés de vorticité et de critère Q .

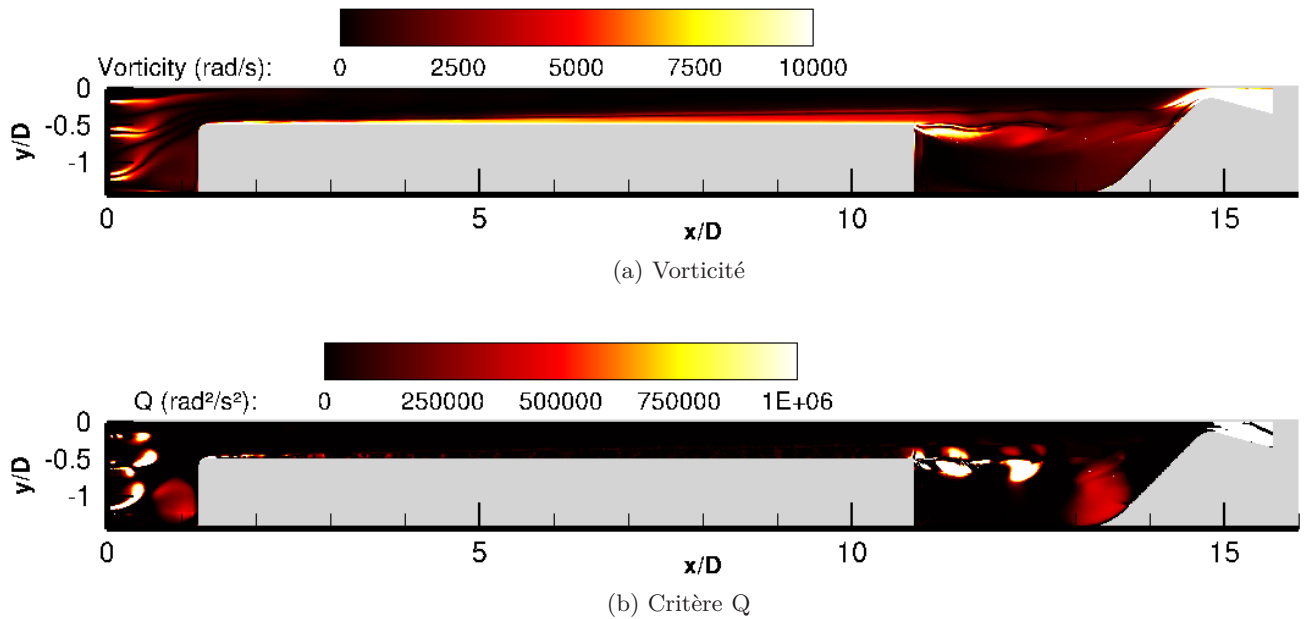


FIGURE 7.3 – Champs instantanés de vorticité et de critère Q dans la configuration avec injection dans la post-chambre.

On observe la formation de structures tourbillonnaires plus allongées à la fin du bloc de combustible mais positionnées plus loin de l'axe du moteur par rapport au cas de base. Le transport et le mélange de l'oxydant avec le combustible, effectué par les tourbillons dans le cas de base, ne se produit donc plus dans cette configuration, ce qui pourrait expliquer en partie la diminution du rendement de combustion. Les petites structures tourbillonnaires présentes le long du canal dans le cas de base ne sont pas observées dans le cas avec injection dans la post-chambre. Elles sont toujours formées au début du bloc mais sont rapidement dissipées le long du canal.

La FFT du signal de pression a été calculée et a montré un comportement fréquentiel similaire à celui du cas de base, c'est à dire avec un pic de fréquence proche de 530 Hz provoqué par les tourbillons dans la post-chambre. En revanche, alors que l'amplitude maximale des oscillations de pression était de l'ordre de 2.5 % de la pression moyenne dans le cas de base, elle est de 0.4 % dans le cas avec post-injection. L'amplitude des instabilités hydrodynamiques a donc été réduite de manière importante.

L'emploi d'une injection d'oxydant dans la post-chambre a été étudié numériquement afin de réduire les instabilités hydrodynamiques des moteurs hybrides. Bien que l'amplitude de ces instabilités a été fortement réduite, il s'avère que dans le même temps le rendement de combustion a également été diminué. De plus, l'utilisation d'un tel système semble difficile à mettre en œuvre expérimentalement du fait de la régression du combustible. Une autre piste pour la réduction des instabilités a donc été envisagée et concerne l'utilisation d'une injection d'oxydant swirlée. Cette étude est présentée dans la section suivante.

7.2 Injection swirlée

L'utilisation d'une injection swirlée est connue pour augmenter le temps de séjour des réactifs et leur mélange, et donc pour augmenter le rendement de combustion. Des essais avec ce type d'injection ont été effectués par l'ONERA en collaboration avec Nammo [51] et ont montré de très bons rendements de combustion. En revanche, l'effet sur les instabilités n'a pas été étudié et aucune simulation numérique n'a été effectuée pour analyser et mieux comprendre l'influence du swirl sur l'écoulement interne du moteur.

Dans le cadre de l'étude de moyens pour la réduction des instabilités hydrodynamiques, de nouveaux essais ont été effectués et ont été combinés avec une simulation numérique 3D MILES¹.

7.2.1 Analyse expérimentale

Plusieurs essais ont été réalisés en collaboration avec Nammo et combinent l'utilisation d'un catalyseur et un injecteur swirlé (fournis par Nammo) avec le moteur HYCOM de l'ONERA [51]. Bien que l'objectif de ces essais n'était pas l'étude des instabilités, ils ont été analysés en termes d'oscillations de pression dans le cadre de la thèse. Les essais ont montré un comportement très similaire entre eux et un seul sera détaillé ici (essai Hytelsat 22). Les conditions opératoires sont similaires à celles des autres essais avec catalyseur : la longueur du combustible est de 240 mm, le diamètre du canal central est de 25 mm et la durée d'injection est de 7 s (H_2O_2 (87.5 %)/PE). La Figure 7.4 présente les résultats obtenus lors de cet essai.

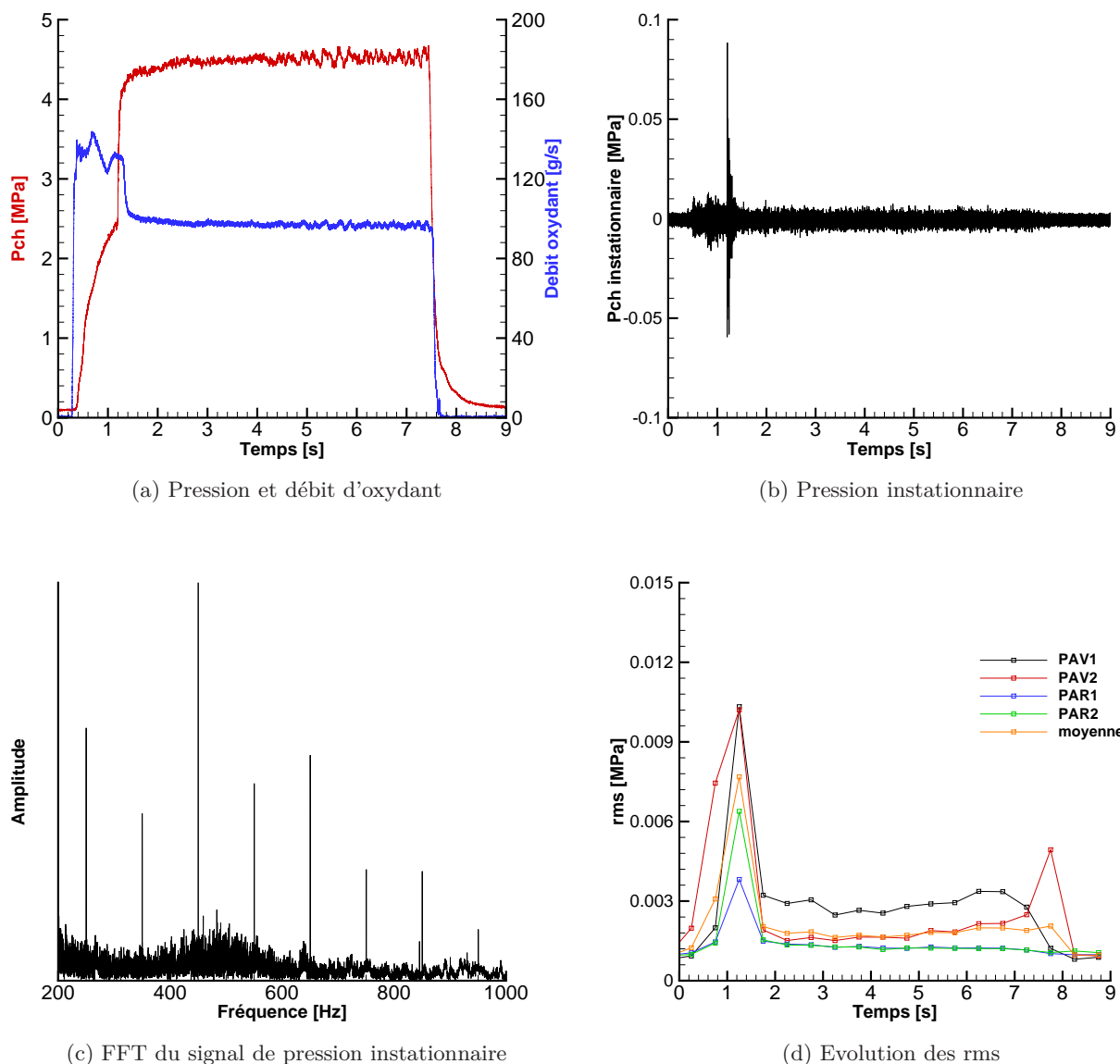


FIGURE 7.4 – Résultats de l'essai Hytelsat 22.

Après une première phase monergol, la phase hybride a duré environ 6 s avec une pression dans la chambre et un débit d'oxydant constants. La FFT du signal de pression instationnaire n'a pas mis en évidence de fréquence particulière (à noter que les pics de Dirac visibles sont un bruit expérimental).

1. Une partie de ce travail a fait l'objet d'un article de conférence [63].

En ce qui concerne l'amplitude des oscillations de pression, le signal a été filtré entre 200 et 1000 Hz afin de calculer le rms dans cette gamme de fréquences. On n'observe pas de variations du rms au cours de l'essai, les pics au début et à la fin de l'essai correspondant à l'allumage et l'extinction du moteur. La valeur moyenne du rms est de $1.8 \cdot 10^{-3}$ MPa à comparer avec l'essai Hytelsat 27 sans swirl (Chapitre 5) pour lequel le rms moyen est de $1.5 \cdot 10^{-2}$ MPa. Il y a donc un facteur presque 10 en termes de rms, dans la gamme des fréquences hydrodynamiques, entre les essais avec injecteur axial et avec swirl.

Il semble que l'injection swirlée ne conduise pas à des instabilités hydrodynamiques telles qu'elles ont été observées lors des essais sans swirl. Il n'est cependant pas possible de réaliser des simulations numériques associées à ces configurations car la géométrie de l'injecteur de Nammo n'est pas connue. Il a donc été envisagé de réaliser un nouvel essai, combinant le catalyseur développé dans le cadre de la collaboration entre l'ONERA et Heraeus et un injecteur swirlé conçu par l'ONERA, afin d'effectuer une simulation numérique de cette configuration.

Cet essai, appelé Hycat 03, a eu pour objectif de tester cette configuration afin de l'analyser en termes de rendement de combustion et de stabilité, et afin de disposer d'un cas de référence pour réaliser une simulation numérique 3D d'un cas avec injection swirlée. Le couple H_2O_2 (87.5 %)/PE est utilisé et les paramètres initiaux de l'essai sont donnés dans le Tableau 7.2.

Diamètre du canal initial [mm]	25.0
Longueur du bloc de combustible [mm]	240.0
Diamètre du col de la tuyère [mm]	7.0
Taux d'expansion de la tuyère [-]	6.3

TABLEAU 7.2 – Conditions initiales de l'essai Hycat 03.

L'injecteur gazeux swirlé est composé de 12 trous d'injection avec un angle de $45^\circ/45^\circ$ et est présenté sur la Figure 7.5.

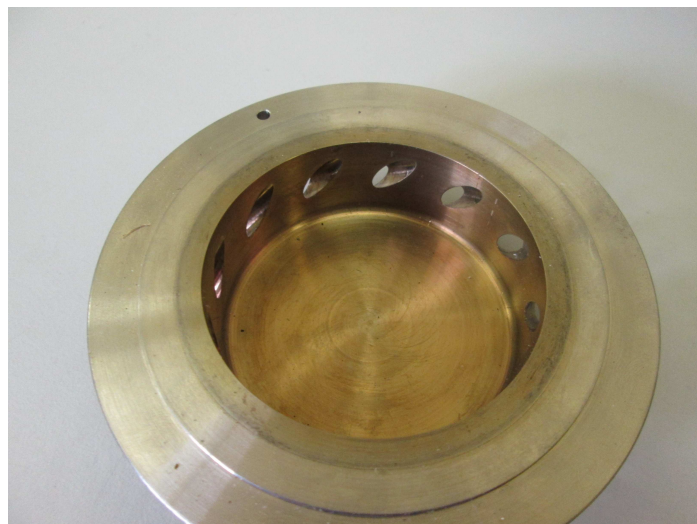


FIGURE 7.5 – Injecteur swirlé.

Les résultats de l'essai sont présentés et comparés à l'essai Hytelsat 27, effectué avec un catalyseur et un injecteur axial et présenté au Chapitre 5, dans le Tableau 7.3.

Essai	Hytelsat 27	Hycat 03
Injecteur	Axial	Swirl
Durée du tir [s]	5.3	7.0
Débit d'oxydant [g.s ⁻¹]	105.1	101.5
Débit de combustible [g.s ⁻¹]	11.0	15.9
Pression [MPa]	4.15	4.70
Poussée [daN]	22.6	26.0
Vitesse de régression [mm.s ⁻¹]	0.35	0.49
O/F [-]	9.57	6.38
Vitesse caractéristique [m.s ⁻¹]	1367.0	1540.7
Implusion spécifique [s]	198.7	225.8
Rendement de combustion [%]	88.4	97.5
Rendement de tuyère [%]	92.8	93.6
Rendement total [%]	82.0	91.3

TABLEAU 7.3 – Résultats de l'essai Hycat 03.

Toutes les grandeurs ont été moyennées pendant les phases hybrides des essais qui apparaissent après les phases monergols et l'allumage du moteur (Figure 7.6).

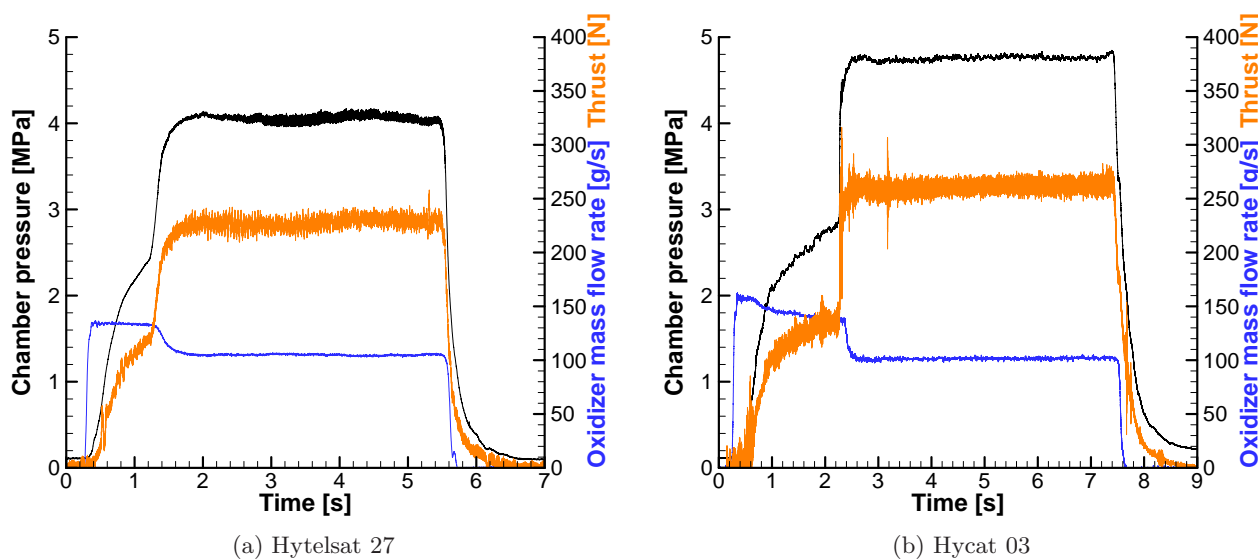


FIGURE 7.6 – Comparaison des essais Hytelsat 27 et Hycat 03.

Bien que les deux configurations aient des conditions initiales similaires et des débits d'oxydant très proches, les résultats en termes de performances sont très différents. L'utilisation d'un injecteur swirlé a conduit à une augmentation importante de la vitesse de régression et donc du débit de combustible, mais également des pression et poussée moyennes. Les rendements de combustion et total ont respectivement augmenté de 9.1 et 9.3 %. La phase monergol de l'essai avec swirl a cependant été légèrement plus longue que dans l'autre cas, il s'agit d'un point en cours d'amélioration en collaboration avec Heraeus.

La FFT du signal de pression a été effectuée et comparée avec la configuration axiale. Les résultats sont présentés sur la Figure 7.7.

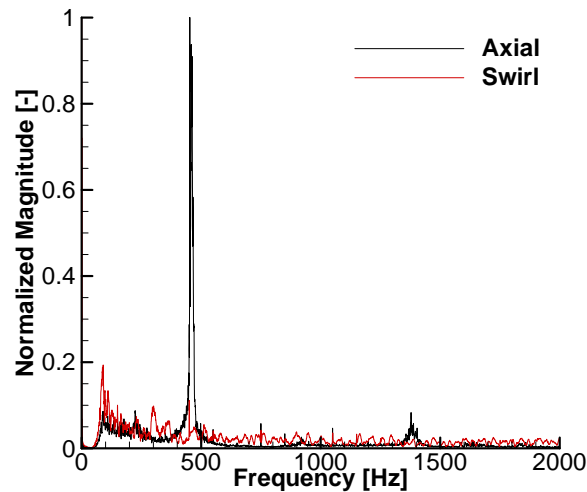


FIGURE 7.7 – Comparaison des FFT des signaux de pression des essais Hytelsat 27 et Hycat 03.

Alors que dans le cas de l’injecteur axial une instabilité hydrodynamique, provoquée par les détachements tourbillonnaires dans la post-chambre à une fréquence de 470 Hz, a été observée, on ne remarque aucune fréquence particulière pour la configuration avec swirl. En termes d’amplitude, le calcul du rms a été effectué sur le signal de pression filtré entre 300 et 1000 Hz. Les résultats sont donnés sur la Figure 7.8.

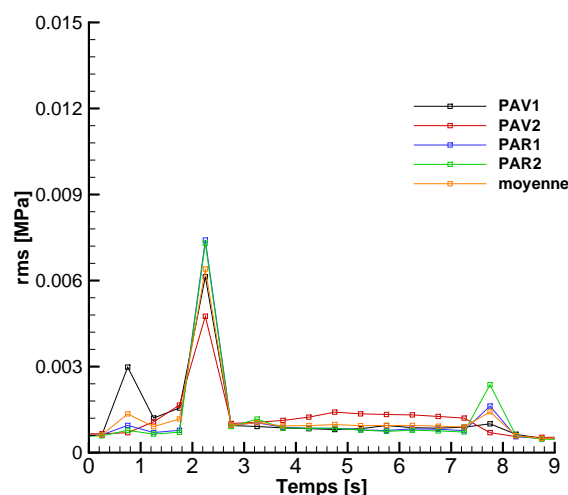


FIGURE 7.8 – Evolution du rms lors de l’essai Hycat 03.

On observe un comportement similaire à celui de l’essai avec swirl Hytelsat 22 décrit précédemment. Des pics de rms sont présents à l’allumage et extinction du moteur et il n’y a pas de variations significatives au cours de l’essai. Le rms moyen est de $1.0 \cdot 10^{-3}$ MPa, et est du même ordre de grandeur que l’autre essai avec swirl.

7.2.2 Analyse numérique

Une simulation numérique instationnaire 3D MILES a été effectuée dans cette configuration avec injection swirlée. Le modèle de l’écoulement est identique à celui utilisé dans le cas de la simulation 3D MILES de l’essai avec catalyseur et injecteur axial du Chapitre 5. La géométrie du moteur est identique à celle de l’instant initial et les conditions de débits et de température d’injection sont définies à partir des données expérimentales et sont présentées dans le Tableau 7.4.

Injecteur	Axial	Swirl
Débit d'oxydant [$\text{g} \cdot \text{s}^{-1}$]	105.1	101.5
Température de l'oxydant [K]	900	860
Débit de combustible [$\text{g} \cdot \text{s}^{-1}$]	11.0	15.9
Température du combustible [K]	900	900

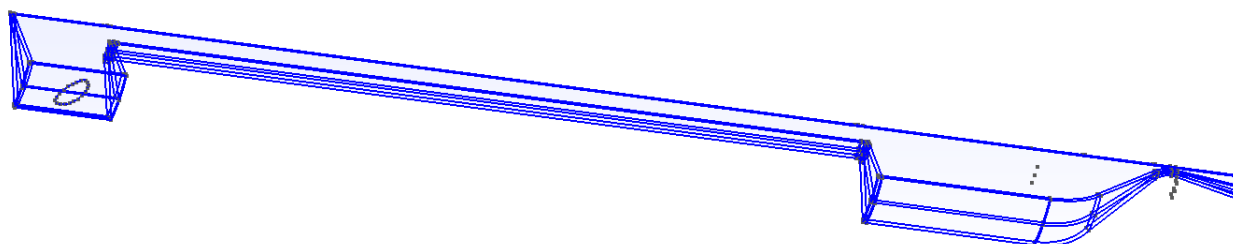
TABLEAU 7.4 – Conditions aux limites des calculs 3D MILES.

Alors que le maillage du calcul avec injecteur axial était basé sur la moitié du moteur pour des raisons de symétrie et comportait 5 millions d'éléments, le maillage avec injecteur swirlé ne représente que 1/12 de la géométrie du moteur car il y a 12 trous d'injection et comporte 3 millions d'éléments. C'est un maillage hybride c'est à dire structuré proche des parois et non structuré ailleurs qui a été réalisé à l'aide du logiciel libre GMSH [3]. La Figure 7.10 présente le maillage utilisé pour le calcul 3D swirl.

Les résultats en termes de pression dans la chambre de combustion et les comparaisons des simulations sont donnés dans le Tableau 7.5. La simulation avec swirl donne une pression plus élevée que la valeur expérimentale, contrairement au cas axial. Le maillage de la simulation avec swirl est cependant plus raffiné, ce qui pourrait expliquer en partie ce phénomène puisque cela a été observé lors de l'étude de la convergence en maillage des simulations 2D.

Injecteur	Axial	Swirl
Essais	4.15	4.70
Simulations	4.05	4.94

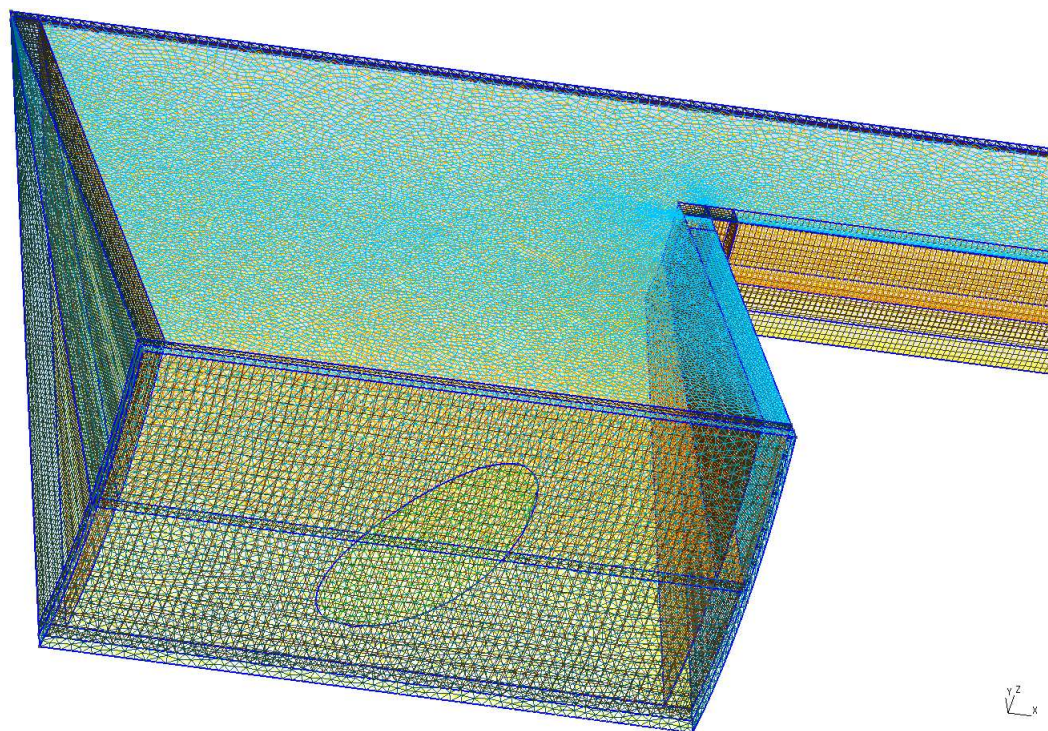
TABLEAU 7.5 – Pressions [MPa] expérimentales et numériques des essais Hytelsat 27 et Hycat 03 et des simulations 3D MILES associées.



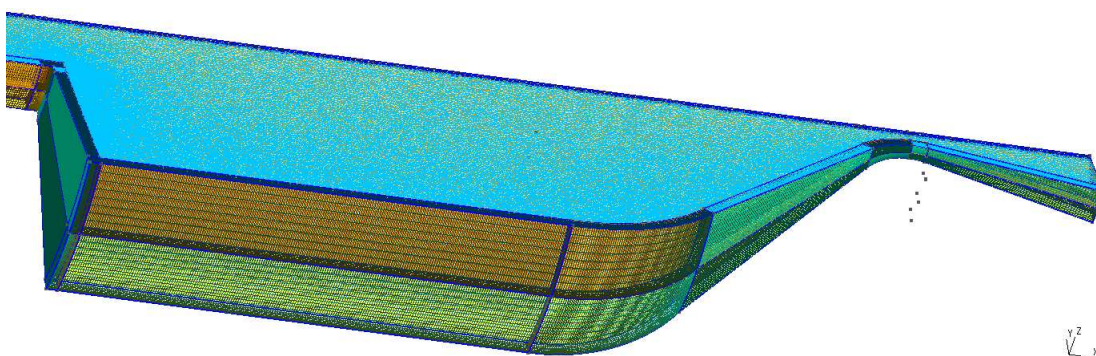
(a) Géométrie

FIGURE 7.9 – Géométrie du maillage 3D.

Les lignes de courant de l'écoulement et les évolutions moyennes des composantes de la vitesse le long du canal sont présentées sur les Figures 7.11 et 7.13.

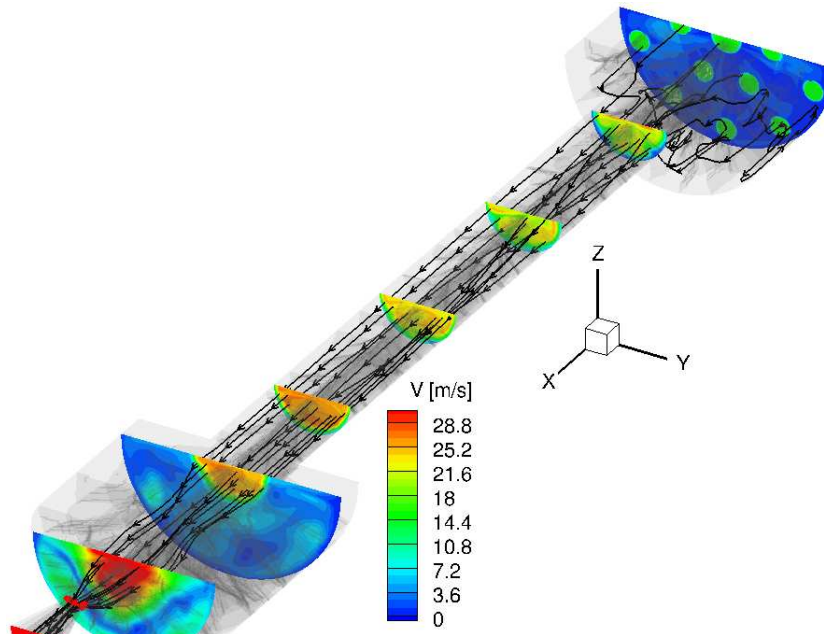


(a) Pré-chambre et trou d'injection

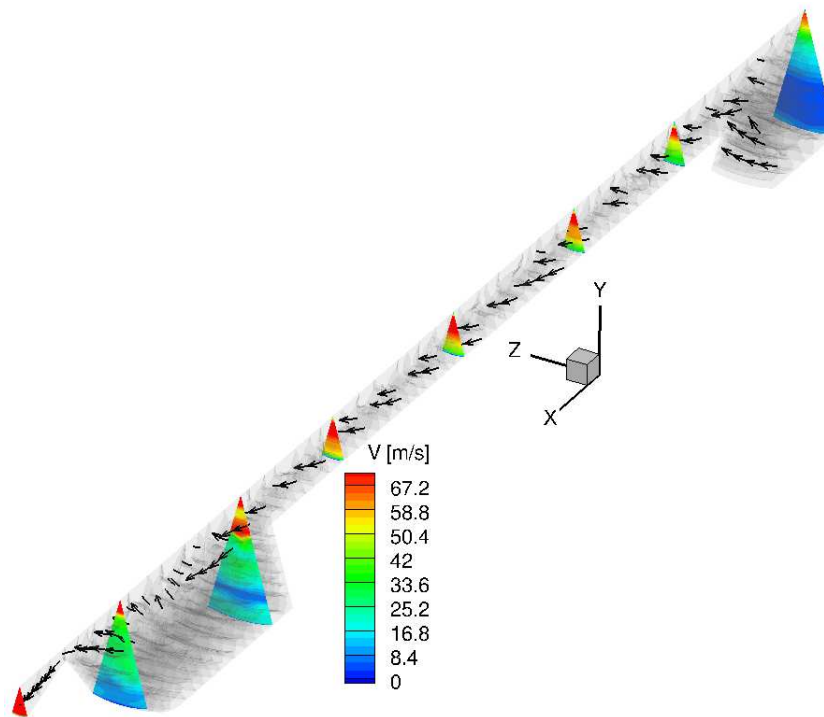


(b) Post-chambre

FIGURE 7.10 – Maillage du calcul 3D avec injection swirlée.

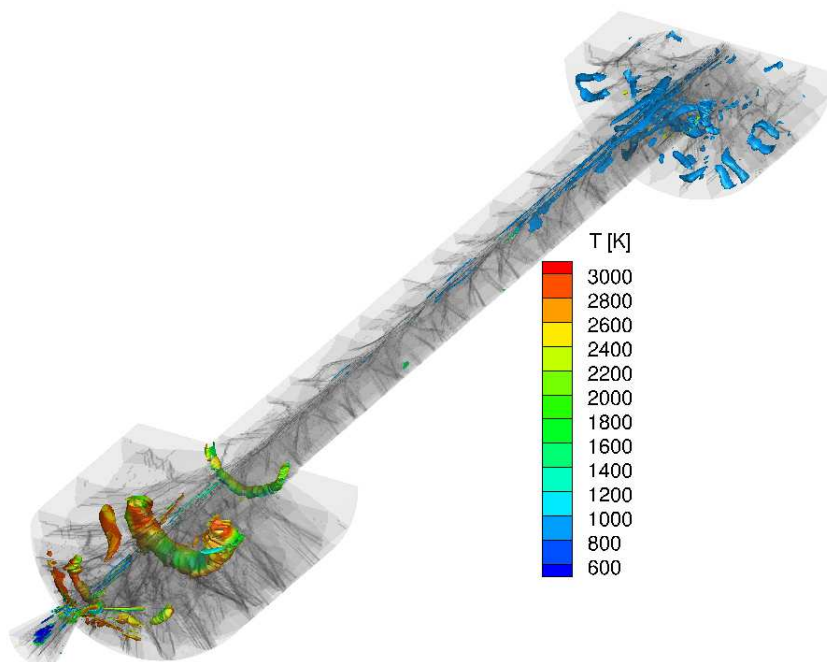


(a) Injecteur axial

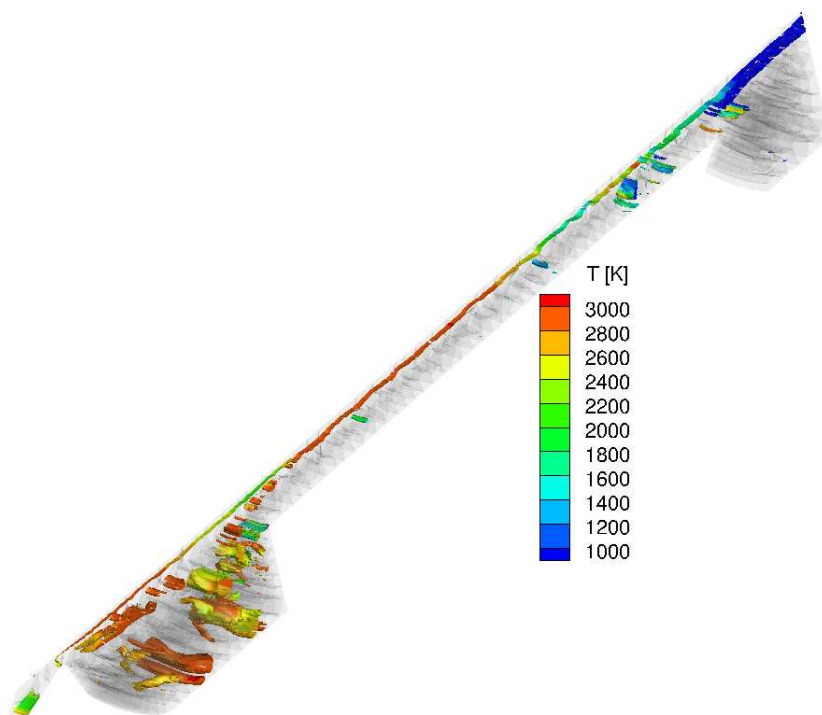


(b) Injecteur swirl

FIGURE 7.11 – Lignes de courants des simulations 3D MILES.



(a) Injecteur axial



(b) Injecteur swirl

FIGURE 7.12 – Iso-contours instantanés de critère Q des simulations 3D MILES.

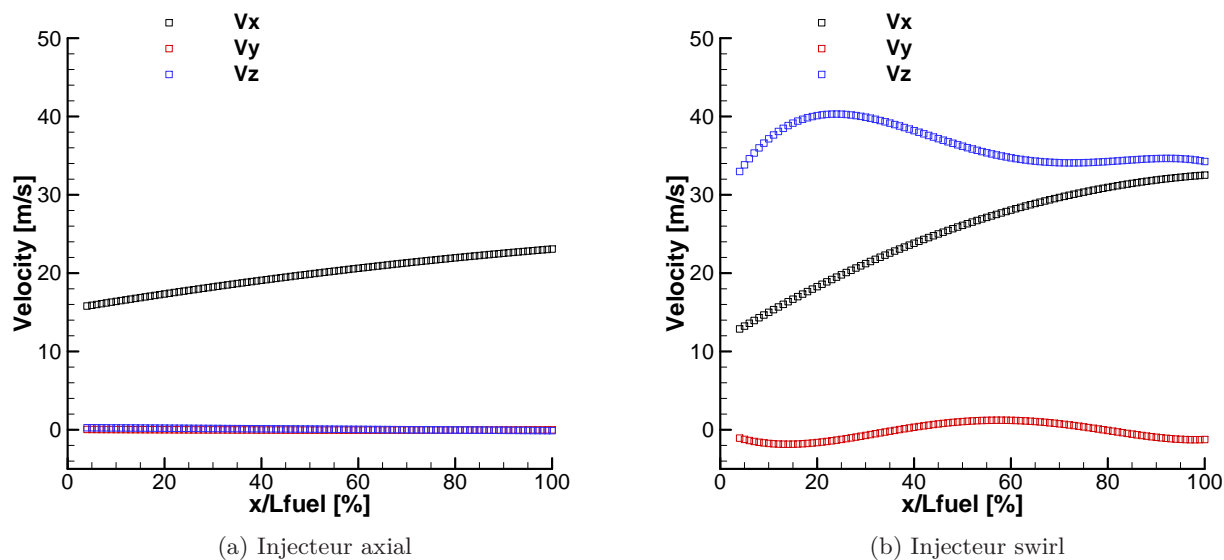


FIGURE 7.13 – Evolution des composantes de vitesse le long du canal de combustible.

Alors que dans le cas axial, l'écoulement reste parallèle à l'axe du moteur, l'injection swirlée conduit à un écoulement qui tourne autour de l'axe du moteur. Ce mouvement est maintenu du début à la fin du bloc de combustible, contribuant à augmenter le temps de séjour et le mélange des ergols. Tandis que l'oxydant reste concentré au centre du canal et que le combustible s'accumule dans la configuration axiale, on observe un comportement différent dans le cas avec swirl. La Figure 7.14 présente les profils moyens, à différentes positions axiales le long du canal, des fractions massiques des ergols.

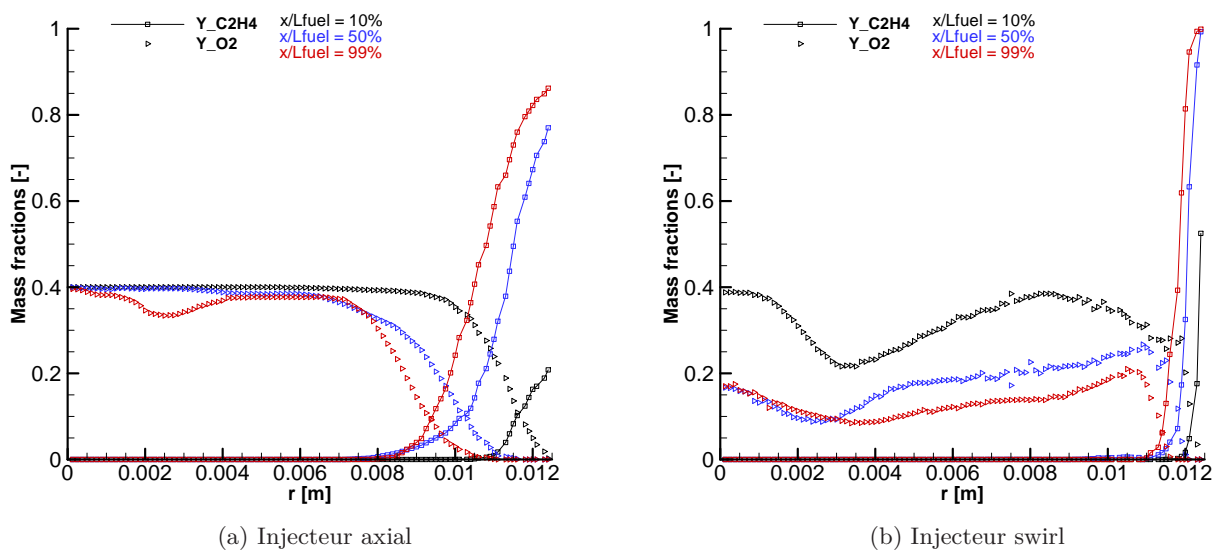


FIGURE 7.14 – Profils des fractions massiques d'oxygène et d'éthylène des calculs 3D MILES.

On constate qu'une partie importante de l'oxydant a réagi entre le début et la fin du canal de combustible dans la configuration swirlée. Même au centre du canal, la fraction massique d'oxygène a été divisée par deux alors qu'elle reste constante dans le cas axial. On constate de plus que la couche dans laquelle s'accumule du combustible proche de la paroi reste très fine dans le cas avec swirl, par rapport au cas axial. Ces deux éléments indiquent une meilleure combustion dans le canal central de la chambre de combustion dans le cas swirlé, ce qui se retrouve expérimentalement avec un rendement de combustion nettement plus important dans ce cas.

En ce qui concerne les instabilités, des structures tourbillonnaires dans la post-chambre ont été mises en évidence numériquement dans la configuration axiale. Aucune fréquence caractéristique n'a cependant été observée expérimentalement dans le cas avec injection swirlée. La Figure 7.12 présente les iso-contours de critère Q des simulations 3D MILES afin d'identifier et comparer les tourbillons présents dans ces deux cas. On observe la présence de multiples petits tourbillons dans la post-chambre qui ne sont pas ordonnés dans la configuration swirlée. Ce phénomène justifie l'absence d'une fréquence caractéristique au niveau expérimental et peut également contribuer à un meilleur mélange des ergols dans la post-chambre.

7.3 Conclusion partielle

Ce chapitre a présenté deux configurations de moteur afin de réduire les instabilités hydrodynamiques. La première étude, purement numérique, concerne l'utilisation d'une injection d'oxydant dans la post-chambre. Les simulations numériques ont montré une réduction importante de l'amplitude des instabilités dans cette configuration. Cependant, celle-ci a conduit à une diminution du rendement de combustion et semble difficilement réalisable expérimentalement.

La deuxième configuration étudiée est basée sur l'utilisation d'un injecteur swirlé combiné à un catalyseur. Un essai a été effectué et comparé aux essais précédemment réalisés avec l'injecteur swirlé de Nammo. Ces essais ont montré des comportements similaires en termes d'instabilités c'est à dire sans mise en évidence d'une fréquence particulière sur les FFT et avec un rms réduit d'un facteur proche de 10 par rapport à l'essai sans swirl Hytelsat 27. Une simulation numérique 3D MILES avec swirl a été effectuée et a montré l'absence d'un phénomène périodique dû à des détachements tourbillonnaires dans la post-chambre. Contrairement au cas sans swirl où des tourbillons de tailles importantes sont responsables de fluctuations de pression à une fréquence donnée, l'injection swirlée conduit à la formation de multiples tourbillons de tailles plus faibles et sans fréquence caractéristique, ce qui se retrouve expérimentalement. Enfin, l'emploi d'un swirl combiné à un catalyseur a permis d'augmenter sensiblement le rendement de combustion (d'environ 10 %). Cette solution semble donc être efficace pour réduire les instabilités hydrodynamiques tout en augmentant les performances propulsives des moteurs hybrides pour une configuration classique de blocs de combustible cylindrique à canal central.

Chapitre 8

Conclusions et perspectives

Ce chapitre a pour objectif de présenter les conclusions et proposer des perspectives au travail de thèse décrit dans ce mémoire. Pour cela, des conclusions et perspectives générales sont d'abord exposées. Enfin, des perspectives relatives à des mesures spectrométriques dans le jet d'un moteur hybride, dont la mise en place et l'analyse ont débuté durant cette thèse, sont développées.

Sommaire

8.1	Conclusions	141
8.2	Perspectives	145
8.2.1	Perspectives générales	145
8.2.2	Mesures spectrométriques	146

8.1 Conclusions

Pour rappel, l'objectif de la thèse était d'une part de comprendre l'origine physique des glissements et des sauts fréquentiels des instabilités hydrodynamiques dans les moteurs hybrides, et d'autre part de proposer un modèle capable de les calculer à partir des données expérimentales.

Ce travail de thèse a donc été consacré à l'étude et à la modélisation des instabilités hydrodynamiques qui peuvent apparaître lors du fonctionnement des moteurs hybrides et être potentiellement dommageables pour des lanceurs ou des satellites. Cette étude s'est articulée autour des trois approches complémentaires que sont des essais et des résultats expérimentaux, des simulations numériques et une modélisation théorique. L'analyse expérimentale s'est appuyée d'une part sur une base de données existante et d'autre part sur la réalisation de nouveaux essais à l'aide du moteur HYCOM. Les simulations numériques 2D et 3D, instationnaires et monophasiques, ont été effectuées à l'aide du code CFD CEDRE et validées expérimentalement. Enfin, le développement du modèle des instabilités s'est appuyé sur la théorie de génération tourbillonnaire dans une cavité et sur les résultats expérimentaux et numériques obtenus pendant la thèse. La suite de cette section présente une synthèse des travaux effectués suivant chacune de ces approches.

Analyse expérimentale des instabilités

La première partie de ce mémoire de thèse a été consacrée à l'analyse de la base de données expérimentale disponible au Laboratoire de Propulsion. Celle-ci concerne des essais du moteur HYCOM réalisés avec le couple peroxyde d'hydrogène liquide concentré à 87.5 % en tant qu'oxydant et polyéthylène en tant que combustible solide.

Chacun de ces essais a été analysé en termes d'oscillations de pression, que ce soit d'un point de vue du comportement fréquentiel à l'aide des transformées de Fourier et de Hilbert, ou d'un point de vue du comportement en amplitude à l'aide d'une analyse basée sur le rms. Des instabilités à basses fréquences, c'est à dire inférieures à 200 Hz, ont été observées pour chaque essai. L'origine de ces instabilités pourrait s'expliquer par un couplage avec le système d'injection lors de la mise en régime du moteur et par les instabilités intrinsèques des moteurs hybrides. Ces phénomènes n'ont cependant pas été étudiés dans le cadre de cette thèse. Afin d'analyser les phénomènes hydrodynamiques, dont les fréquences sont comprises entre 200 et 2000 Hz, des signaux de pression filtrés dans cette gamme de fréquences ont été utilisés. Des pics d'instabilités subissant des glissements et des sauts fréquentiels ont été observés pour la grande majorité des essais. L'analyse en amplitude a de plus révélé qu'après l'établissement d'un mode d'instabilité, l'amplitude des oscillations de pression avait tendance à diminuer au cours du temps, avant de ré-augmenter lors d'éventuels changements de modes.

Bien que l'ensemble des essais analysés aient révélé un comportement similaire en termes d'oscillations de pression, ceux-ci avaient à ce stade tous été effectués dans une configuration identique d'injection d'oxydant liquide. Afin de mieux comprendre les instabilités, des simulations numériques instationnaires ont été envisagées. Il apparaît cependant que les différents phénomènes physiques qui interviennent dans un moteur hybride (turbulence, combustion, évaporation, rayonnement ou encore pyrolyse du combustible dans un écoulement diphasique) sont complexes et couplés. La démarche classique pour réaliser des simulations consiste à adapter les modèles numériques aux conditions expérimentales. Néanmoins, la prise en compte de tous les phénomènes physiques en jeu dans un moteur hybride est difficile à mettre en œuvre. Une part de l'originalité de ce travail de thèse a donc consisté à adapter le moyen d'essai expérimental pour réaliser des essais dont les conditions de fonctionnement sont plus simples à appréhender numériquement.

De nouveaux essais ont donc été effectués en remplaçant l'injecteur d'oxydant liquide par un catalyseur combiné à un injecteur gazeux. Ceci a permis de rendre l'écoulement complètement monophasique dans le moteur. Les essais avec des injecteurs gazeux axiaux ont montré un comportement similaire en termes d'instabilités que les essais avec une injection liquide, c'est à dire des oscillations de pression dont les fréquences subissent des glissements et des sauts au cours du temps.

Enfin, l'influence de la vitesse de l'écoulement sur la présence ou non de ces instabilités a été mise en évidence. Il apparaît que lorsque cette vitesse est élevée dans la section de sortie du bloc de combustible, les oscillations de pression dans les gammes de fréquences comprises entre 200 et 2000 Hz ne sont pas observées.

Simulations numériques pour la compréhension des instabilités

Des simulations numériques instationnaires U-RANS 2D axisymétrique et 3D MILES prenant en compte la combustion ont été mises en œuvre dans le cadre de cette thèse, afin de mieux comprendre l'origine des instabilités dans la configuration avec injection axiale d'oxydant gazeux. Ces simulations ont mis en évidence la formation périodique de structures tourbillonnaires à la fin du bloc de combustible, qui sont transportées de la post-chambre jusqu'au col de la tuyère, et qui génèrent alors des fluctuations de pression dans le moteur. La fréquence de ces instabilités étant très proche de la valeur observée expérimentalement, les oscillations de pression dans le cas avec injection gazeuse proviennent de la génération de tourbillons dans la post-chambre du moteur.

Lors de l'injection d'oxydant sous forme liquide, celui-ci va se décomposer dans la pré-chambre. Les températures élevées dans le moteur permettent de justifier la nature monophasique de l'écoulement après cette pré-chambre. Les conditions à la fin du bloc de combustible doivent donc être similaires, que l'injection d'oxydant soit liquide ou gazeuse. Il est par conséquent probable que les instabilités observées lors des essais avec injection liquide soient également provoquées par le détachement de structures tourbillonnaires dans la post-chambre.

Enfin, les simulations ont relevé que les tourbillons de la post-chambre contiennent du combustible imbrûlé et le transportent jusqu'à la tuyère. Ceci s'explique par l'accumulation de combustible le long de la paroi et jusqu'à la fin du bloc, région où se forment les structures tourbillonnaires. D'autre part, les tourbillons ont tendance à entraîner l'oxydant plus loin de l'axe de symétrie du moteur, et à favoriser le mélange avec le combustible contenu dans les structures tourbillonnaires. Celles-ci jouent donc un rôle important pour le mélange des ergols, dans le cas d'une injection axiale d'oxydant.

Modélisation des instabilités hydrodynamiques

La troisième partie du mémoire de thèse s'est concentrée autour de la modélisation du comportement fréquentiel des instabilités hydrodynamiques. Dans un premier temps, le modèle de Carmicino issu de la littérature a été utilisé afin d'estimer la fréquence et le glissement observés dans le cas de l'essai de référence avec catalyseur. Il a permis de donner un bon ordre de grandeur des instabilités mais ce modèle se base sur un nombre de Strouhal a priori inconnu, surestime de manière importante le glissement fréquentiel et ne permet pas de calculer ni de justifier les sauts de fréquences observés expérimentalement. Les simulations numériques ont montré la génération périodique de tourbillons dans la post-chambre du moteur, à des fréquences proches des valeurs observées expérimentalement. Le modèle de Rossiter décrit le mécanisme de génération tourbillonnaire dans une cavité mais n'avait jamais été employé, à la connaissance de l'auteur, dans le cadre des moteurs hybrides. Celui-ci a permis de fournir une estimation correcte de la fréquence des instabilités. L'utilisation de ce modèle qui a néanmoins conduit à une surestimation du glissement fréquentiel, tout comme le modèle de Carmicino, peut permettre de justifier les sauts fréquents observés expérimentalement par un changement du nombre de tourbillons dans la post-chambre. Le travail de modélisation des instabilités hydrodynamiques s'est donc appuyé sur le modèle de base de Rossiter.

La spécificité du cas des moteurs hybrides par rapport aux cavités classiques réside dans le fait que la géométrie du canal central et donc la vitesse de l'écoulement évoluent à l'entrée de la post-chambre de combustion. L'application directe du modèle de Rossiter, en ne prenant en compte que ces variations de vitesse, a conduit à une surestimation quasi-systématique des glissements fréquents observés expérimentalement. Afin de comprendre et corriger ces écarts, deux modifications du modèle ont été proposées. La première modification a consisté à considérer que la vitesse des tourbillons était proportionnelle à la vitesse de l'écoulement dans la post-chambre, et non plus à la vitesse dans la section de sortie du bloc de combustible. Cette vitesse en fin de bloc étant calculable au cours de l'essai, à partir de la connaissance des données expérimentales, un nouveau coefficient a été introduit pour faire le lien entre cette vitesse et celle de l'écoulement dans la post-chambre. Ce coefficient traduit la conservation de débit entre la section de sortie du canal central et celui dans la post-chambre, en prenant en compte la taille de la zone de recirculation à travers laquelle le débit est nul. Enfin, la deuxième modification du modèle a été de considérer un coefficient non constant de proportionnalité entre la vitesse des tourbillons et celle de la post-chambre.

La détermination de la taille de la zone de recirculation et du coefficient de proportionnalité des vitesses n'étant pas possible expérimentalement, une évolution empirique linéaire en fonction du temps a été utilisée dans un premier temps, ce qui a permis de restituer correctement la plupart des essais. Les glissements fréquents ont été estimés via un paramètre empirique et le modèle a alors permis de calculer les sauts fréquents par changements du nombre de tourbillons dans la post-chambre. Plusieurs simulations numériques ont ensuite été effectuées avec différentes valeurs de diamètre du canal central, afin de déterminer numériquement les paramètres intervenant dans le modèle et de supprimer le paramètre empirique. Ces simulations ont permis d'obtenir une loi entre la vitesse des tourbillons et celle de l'écoulement dans le moteur, pour une configuration de pression correspondant à celle des simulations numériques. La prise en compte de cette loi dans le modèle et pour les différents essais a donné des résultats satisfaisants, mais un écart important a été observé pour les essais réalisés à plus basse pression. Une adaptation du coefficient initialement pris constant, pour tous les essais, a permis d'obtenir une relation linéaire entre ce même coefficient et la pression dans le moteur. L'application de cette relation entre la vitesse des tourbillons et celle de l'écoulement à la fin du bloc de combustible et faisant intervenir la pression dans le moteur, a permis de restituer correctement le comportement fréquentiel obtenu lors de l'ensemble des essais réalisés sans érosion de la tuyère. Finalement, une généralisation du modèle a été proposée pour étendre les cas d'application aux essais subissant des variations de pression, par exemple provoquées par une érosion de la tuyère. Cette dernière version du modèle a alors été confrontée à un essai ayant subi une érosion importante du col de la tuyère et a permis de reproduire fidèlement le comportement de l'instabilité hydrodynamique.

Enfin, une analyse complémentaire basée sur des FFT glissantes a été effectuée sur certains essais et a révélé la superposition des modes de Rossiter avec un autre phénomène, possiblement lié à l'acoustique, qui n'a pas pu être clairement expliqué pendant la thèse.

Un résumé des mécanismes décrits par le modèle et conduisant aux comportements fréquentiels des instabilités est finalement proposé dans ce paragraphe. Lorsque les conditions sont favorables, c'est à dire lorsque la vitesse de l'écoulement en sortie du canal de combustible n'est pas trop importante, des structures tourbillonnaires se forment périodiquement à la fin du bloc de combustible. Ces structures sont transportées à travers la post-chambre jusqu'au col de la tuyère et génèrent alors des fluctuations de pression à une certaine fréquence, qui dépend notamment du nombre et de la vitesse des tourbillons, des dimensions de la post-chambre ou encore de la vitesse du son. Il s'agit d'un mécanisme de rétroaction puisque les fluctuations de pression entraînent la génération de nouveaux tourbillons. D'après le modèle de Rossiter, un nombre entier de tourbillons se situent dans la post-chambre. Au cours de l'essai, le combustible solide régresse et le diamètre du canal à la fin du bloc augmente. Ceci entraîne une diminution importante de la vitesse de l'écoulement dans cette section. Cette diminution provoque une baisse des vitesses dans la post-chambre et des tourbillons, entraînant une diminution de la fréquence des instabilités. La vitesse des tourbillons diminue plus faiblement que celle dans la section de sortie du bloc de combustible du fait des variations de la taille de la zone de recirculation et du coefficient de proportionnalité variable entre vitesses des tourbillons et de la post-chambre. Lorsque la vitesse des tourbillons devient suffisamment faible, un tourbillon supplémentaire se forme dans la post-chambre provoquant une augmentation discontinue et importante de la fréquence.

La version finale du modèle original développé dans le cadre de la thèse permet de restituer fidèlement l'évolution temporelle de la fréquence des instabilités hydrodynamiques, en termes de glissements et de sauts fréquentiels, apparaissant dans les moteurs hybrides avec injection d'oxydant liquide ou gazeux et quelle que soit la pression de fonctionnement. Outre les données expérimentales mesurables, le modèle ne dépend que d'un paramètre à choisir pour caler la fréquence initiale de la première instabilité lorsqu'il n'y a pas de saut fréquentiel. Lorsqu'il y a au moins un saut fréquentiel, la valeur du saut impose le choix du paramètre et l'application du modèle ne requiert par conséquent que la connaissance des données expérimentales.

Réduction des instabilités

Deux configurations de moteur ont été étudiées afin de réduire les instabilités hydrodynamiques. La première étude, basée uniquement sur des simulations numériques 2D axisymétriques, a concerné l'utilisation d'une injection d'oxydant dans la post-chambre. Les simulations numériques ont montré une réduction importante de l'amplitude des instabilités dans cette configuration du fait de la perturbation induite sur les tourbillons à la fin du bloc de combustible. Cependant, cette configuration a conduit à une légère diminution du rendement de combustion et semble peu réaliste expérimentalement à cause de la régression du bloc de combustible.

La deuxième configuration étudiée a été basée sur l'utilisation d'un injecteur swirlé combiné à un catalyseur. Un essai a été effectué et comparé aux essais réalisés avec l'injecteur swirlé de Nammo. Ces essais ont montré des comportements similaires en termes d'instabilités c'est à dire sans mise en évidence d'une fréquence particulière sur les FFT et avec un rms réduit d'un facteur proche de 10 par rapport à l'essai de référence (sans swirl) Hytelsat 27. Une simulation numérique 3D MILES avec swirl a été effectuée et a montré l'absence d'un phénomène périodique dû à des détachements tourbillonnaires dans la post-chambre. Contrairement au cas avec injection d'oxydant axiale, où des tourbillons de tailles importantes sont responsables de fluctuations de pression à une fréquence donnée, l'injection swirlée conduit à la formation de multiples tourbillons de tailles plus faibles et sans fréquence caractéristique. Finalement, l'emploi d'un swirl combiné avec un catalyseur a permis d'augmenter le rendement de combustion de 10 %. Cette solution semble donc être efficace pour réduire les instabilités hydrodynamiques tout en augmentant les performances propulsives des moteurs hybrides, pour une configuration classique de blocs de combustible cylindrique à canal central. Les instabilités à basses fréquences sont néanmoins toujours présentes, que l'injecteur soit swirlé ou non.

8.2 Perspectives

8.2.1 Perspectives générales

Bien que le modèle développé dans le cadre de cette thèse ait permis de restituer correctement les évolutions fréquentielles des essais analysés, certaines améliorations et développements complémentaires peuvent être proposés.

De nouvelles simulations numériques pourraient être réalisées pour compléter celles effectuées durant la thèse. Dans un premier temps, le diamètre du canal pourrait être encore modifié pour déterminer les coefficients intervenant dans le modèle dans d'autres configurations que celles présentées dans le manuscrit. Il serait également possible d'effectuer des simulations numériques pour les essais longs avec catalyseur et à basse pression afin d'étudier l'effet de la pression sur ces coefficients et sur la formation des tourbillons. Il serait intéressant d'effectuer plusieurs simulations de cette configuration à des diamètres différents afin d'observer si le saut fréquentiel expérimental se retrouve numériquement. L'étape suivante de cette démarche pourrait être une nouvelle simulation numérique d'une configuration expérimentale, avec catalyseur et qui a montré un saut fréquentiel, et pour laquelle une régression de maillage serait intégrée. Bien qu'il semble difficile de simuler la durée totale d'un essai, il pourrait être intéressant de simuler un cas avec un diamètre initial correspondant à quelques instants avant le saut fréquentiel et un diamètre final correspondant à quelques instants après le saut. Sous condition d'utiliser une régression de maillage, il devrait être possible de calculer numériquement un saut fréquentiel complet de manière continue. Enfin, bien que le débit sur les faces latérales soit très faible, celui-ci pourrait potentiellement influencer la zone de recirculation dans la post-chambre. Il serait intéressant d'effectuer une simulation avec un faible débit sur la face latérale du bloc de combustible dans la post-chambre et de la comparer avec une simulation identique sans ce débit de soufflage. Finalement, bien que les essais avec injection liquide et gazeuse aient conduit à des résultats similaires en termes d'instabilités, il serait très intéressant d'effectuer une simulation numérique diphasique afin d'analyser les différences d'écoulement entre ces deux configurations.

L'analyse expérimentale complémentaire du Chapitre 6 indique que la présence des tourbillons semble coïncider avec l'acoustique. L'acoustique du moteur pourrait donc être un élément important pour la compréhension des instabilités hydrodynamiques et n'a pas été étudié durant cette thèse. Cette thématique pourrait faire l'objet d'une étude à part entière et intervient directement dans le mécanisme de Rossiter dans la post-chambre. Diverses simulations avec différentes géométries de chambre de combustion pourraient être effectuées à l'aide d'un logiciel de type COMSOL [2], en considérant un gaz équivalent avec gradients longitudinaux et radiaux de température, afin d'analyser plus précisément le comportement acoustique du moteur.

Cette thèse a été consacrée à la modélisation fréquentielle des instabilités hydrodynamiques qui apparaissent dans les moteurs hybrides. Afin de modéliser complètement ce phénomène il faudrait également en comprendre les évolutions en amplitude. Une étude dédiée pourrait être effectuée pour l'analyse de la vorticité des tourbillons, qui dépend entre autre de la vitesse et des gradients de vitesse à la fin du bloc de combustible, et du lien entre celle-ci et l'amplitude des oscillations de pression. Une analyse théorique de l'évolution au cours du temps et du transport de la vorticité dans la post-chambre pourrait être envisagée et couplée à une analyse numérique et expérimentale. Il faudrait pour cela prendre en compte l'effet 1D dans la post-chambre et étudier les évolutions spatiales des coefficients du modèle qui ne dépendent actuellement que du temps. Ceci aurait également un effet sur la modélisation fr quenteille des instabilités. Enfin, de nouveaux essais avec différentes longueurs de post-chambres pourraient alors être entrepris afin d'appuyer expérimentalement cette étude.

Nous avons vu que les tourbillons jouent un rôle important pour le mélange des ergols dans la post-chambre lorsqu'ils sont présents. Il pourrait être intéressant d'étudier une éventuelle corrélation entre les instabilités hydrodynamiques, que ce soit du point de vue fr quenteil ou en amplitude, avec les rendements de combustion obtenus lors de certains essais.

Ce travail de thèse s'est concentré sur l'étude des instabilités hydrodynamiques dans les moteurs hybrides, des moyens efficaces ont été analysés afin de réduire celles-ci comme une injection d'oxydant swirlée. Cependant ces moteurs peuvent être sujet à d'autres types d'instabilités comme les instabilités à basses fréquences, décrites dans la littérature, et qui ont été observées lors de tous les essais étudiés durant la thèse. Un travail important pour la suite pourrait par conséquent concerner ce type d'instabilités qui font déjà l'objet de certaines études, afin de réduire toutes les instabilités des moteurs hybrides.

8.2.2 Mesures spectrométriques

8.2.2.1 Mise en place de la méthode

Les simulations numériques ont révélé le rôle des structures tourbillonnaires pour le mélange des ergols car elles contiennent du combustible imbrûlé qui est éjecté par la tuyère avant d'avoir réagi. Afin d'observer expérimentalement ce phénomène, plusieurs pistes pourraient être envisagées comme par exemple des visualisations dans le moteur. Les conditions de pression et de température élevées ainsi que la présence de suies rendent cependant ces observations internes très difficiles.

Par conséquent une autre approche, basée sur des mesures spectrométriques, a été employée. Ce travail a consisté à mettre en place des mesures spectrométriques dans le jet en sortie de tuyère afin de détecter et quantifier les espèces chimiques éjectées du moteur.

La première étape a été l'installation et l'emploi d'un spectromètre d'émission lors de plusieurs essais de moteurs hybrides ou solides, afin de tester le potentiel de telles mesures dans un jet de moteur-fusée. L'utilisation d'un spectromètre d'émission permet d'analyser la composition chimique du jet dans une gamme de longueurs d'onde donnée, mais n'offre pas la possibilité de quantifier ces espèces. Ces mesures ont permis de valider la technique de mesure dans cet environnement et la présence d'eau et de dioxyde de carbone a été observée.

La seconde étape de cette étude a donc pu être entamée et a concerné la mise en place de mesures spectrométriques d'absorption, aussi appelées mesures TDLAS pour Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy, afin de quantifier les quantités d'eau et de dioxyde de carbone éjectées par la tuyère¹. Cette technique permet de déterminer la pression et la température moyennes de l'écoulement analysé, ainsi que les quantités de certaines espèces chimiques à l'aide de diodes calibrées pour certaines longueurs d'onde. Une analyse des résultats obtenus lors de l'essai Hyprogeo 05, pour lequel cette mesure a été mise en place pour les espèces H₂O et CO₂, est présentée dans cette section.

Le spectromètre utilisé est un instrument assez volumineux qui a été installé à côté du banc sur lequel est monté le moteur HYCOM. Un cadre métallique a été utilisé afin de positionner le faisceau laser dans une section proche de la section de sortie de la tuyère. Deux tubes équipés de hublots en saphir ont été employés pour réduire les perturbations de l'air ambiant sur le faisceau laser (Figure 8.1).



FIGURE 8.1 – Moteur HYCOM instrumenté avec un spectromètre.

La fréquence d'acquisition des spectres a été fixée à 2.5 kHz mais cette cadence élevée ne permettait pas l'analyse directe des signaux obtenus, pour cause de fortes fluctuations de l'écoulement.

1. Ce travail a fait l'objet d'un article de conférence [64] et les détails et caractéristiques de la méthode de mesure y sont présentés.

Il a donc été nécessaire de moyennner les données mesurées pour avoir des résultats exploitables par les outils disponibles actuellement. Un moyennage à partir de 250 spectres a été effectué et a conduit à une fréquence d'acquisition finale pour l'analyse des résultats de 10 Hz. Bien que l'essai ait duré plus de 10 s, l'acquisition du spectromètre a été limitée à 5 s à cause de la capacité de mémoire limitée de l'instrument. La mesure a débuté quelques secondes après l'allumage du moteur et a terminé avant la fin de l'essai. La Figure 8.2 présente un spectre d'absorption typique obtenu après le moyennage sur 250 spectres ainsi que les évolutions de pression, température et des concentrations molaires des espèces mesurées au cours de la durée de l'acquisition. Les mesures TDLAS ont montré que les concentrations de H_2O et CO_2 sont similaires et varient entre 0.5 et $2.5 \cdot 10^{17}$ molécules $\cdot \text{cm}^{-3}$.

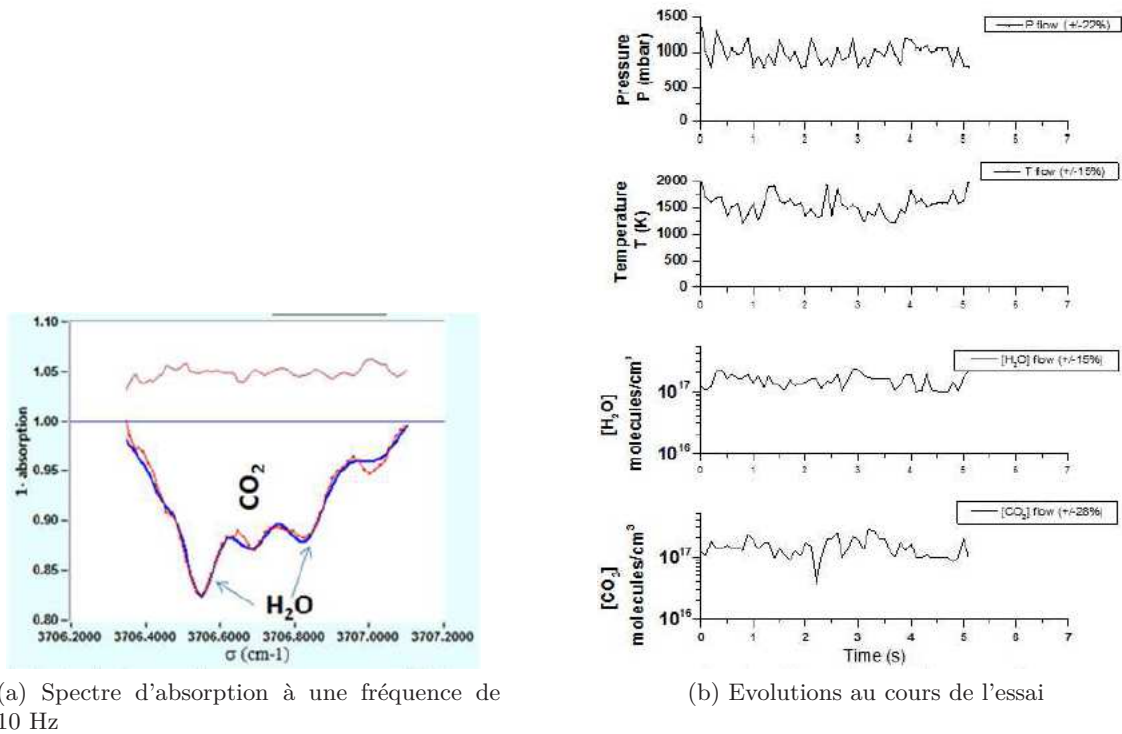


FIGURE 8.2 – Exemple de spectre et résultats obtenus lors des mesures spectrométriques de l'essai Hyprogeo 05.

Une analyse théorique basée sur un calcul thermodynamique a été effectuée afin d'estimer les fractions massiques des espèces chimiques et les conditions de sortie du moteur. Les résultats sont présentés dans le Tableau 8.1.

Grandeur	Quantité
Fraction massique de H_2O [-]	0.646
Fraction massique de CO_2 [-]	0.326
Fraction massique de CO [-]	0.025
Fraction massique des autres espèces [-]	0.003
Vitesse [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$]	2446
Température [K]	1576
Pression [MPa]	0.1013

TABLEAU 8.1 – Conditions théoriques dans la section de sortie de la tuyère.

Le débit total moyen durant l'essai est de $78.9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$. En appliquant les fractions massiques théoriques calculée précédemment, il vient que les débits théoriques de vapeur d'eau et de dioxyde de carbone sont respectivement de $51.0 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ et $25.7 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ pour un rendement de combustion de 100 %. Afin de comparer ces valeurs avec les mesures spectrométriques, le débit massique des espèces i a été calculé à partir de la relation (8.1).

$$\dot{m}_i = \frac{C_i M_i}{N_A} V_{ej} S_{ej} \quad (8.1)$$

avec C_i la concentration molaire issue des mesures TDLAS.

La Figure 8.3 présente les résultats issus de l'application de cette relation en prenant en compte les incertitudes expérimentales sur les mesures. Les valeurs maximales du débit de CO_2 sont proches de $15 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ et sont à comparer avec les $25.7 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ théoriques obtenus pour un rendement de combustion de 100 %. La valeur mesurée expérimentalement pourrait donc être compatible de l'estimation théorique en ce qui concerne l'ordre de grandeur du débit de CO_2 éjecté par la tuyère. En revanche, le débit de vapeur d'eau calculé à partir des mesures TDLAS varie entre 1 et $5 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ à comparer avec les $51.0 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ théoriques. Il y a donc un facteur allant de 10 à 50 entre les valeurs des débits théoriques et les mesures spectrométriques.

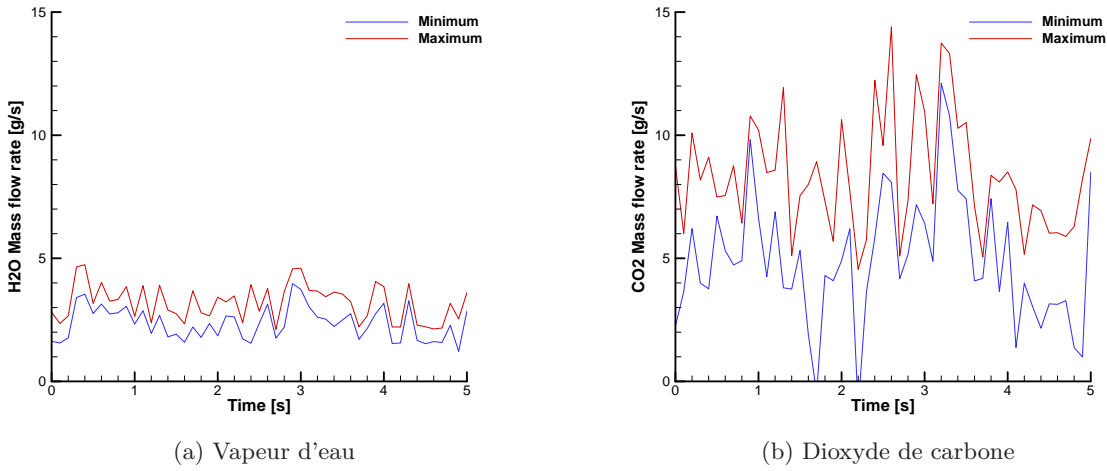


FIGURE 8.3 – Evolutions des débits de vapeur d'eau et de dioxyde de carbone pendant l'essai Hyprogeo 05.

Bien que le calcul 3D MILES présenté au Chapitre 5 ait été réalisé dans des conditions opératoires différentes de celles de l'essai présenté pour l'analyse spectrométrique, il peut permettre de donner une piste de réflexion pour expliquer les écarts concernant le débit de vapeur d'eau. La Figure 8.4 présente des champs instantanés de fractions massiques de vapeur d'eau et de dioxyde de carbone ainsi que de température dans la section de sortie de la tuyère.

Les visualisations indiquent que le CO_2 n'est pas présent de manière uniforme dans la section de sortie mais est plutôt localisé dans les zones à températures plus élevées. Cet effet semble cohérent puisque le dioxyde de carbone est uniquement un produit issu de la combustion dans le moteur. La vapeur d'eau est l'élément principal de l'écoulement et est présente dans toute la section de sortie. On peut néanmoins remarquer que la concentration la plus élevée de H_2O est située dans les régions à températures élevées. On peut faire la distinction entre les deux sources de vapeur d'eau dans l'écoulement : la grande majorité de H_2O présente dans le moteur (environ $42 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$) provient de la décomposition de l'oxydant (H_2O_2), le reste (environ $9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$) étant issu de la combustion. La différence principale entre ces deux sources est la température. En effet, l'eau provenant de la décomposition de l'oxydant conserve une température dite froide c'est à dire inférieure à 1500 K. A l'inverse, la vapeur d'eau issue de la combustion peut atteindre des températures de l'ordre de 1800 K en sortie de tuyère.

Un mécanisme simple peut être utilisé pour comparer les quantités de H_2O et CO_2 produites pendant la combustion et est donné par la relation suivante :



Ce modèle indique que les nombres de moles de H_2O et CO_2 produits par la combustion sont égaux, et on rappelle que les mesures TDLAS ont montré une concentration proche pour ces deux espèces.

Une explication plausible pour l'écart entre débits mesuré expérimentalement par spectroscopie et estimé théoriquement, pourrait être formulée à partir de l'analyse précédente.

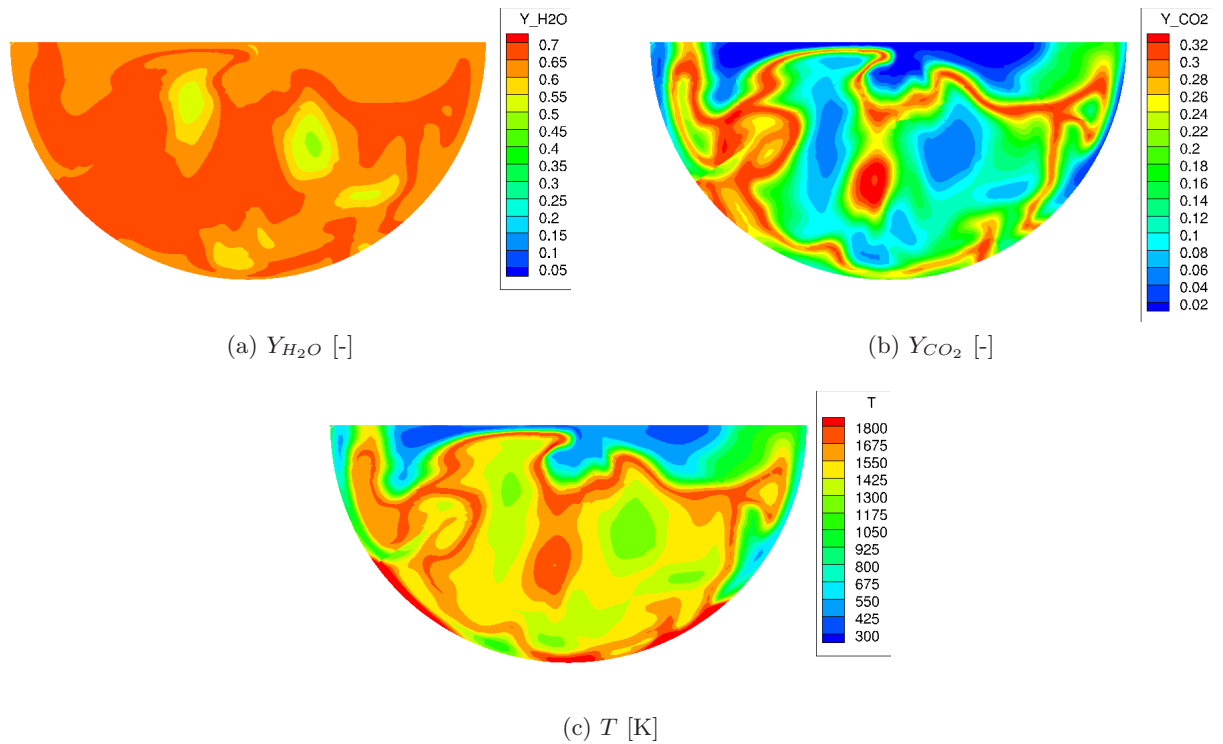


FIGURE 8.4 – Champs instantanés d'un calcul 3D MILES en sortie de tuyère.

Il est possible que la quantité de vapeur d'eau détectée par le spectromètre ne concerne que la partie de l'écoulement avec la température la plus élevée qui est une source plus importante de rayonnement et qui provient de la combustion. La valeur mesurée entre 1 et $5 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ serait donc alors à comparer aux $9 \text{ g} \cdot \text{s}^{-1}$ théoriques.

8.2.2.2 Conclusion

Des mesures dans les jets de moteurs hybrides ont été effectuées à l'aide de spectromètres d'émission et d'absorption dans le but de détecter et de quantifier certaines espèces chimiques éjectées du moteur. L'objectif initial était de pouvoir détecter les fluctuations de ces quantités et de les corrélérer avec les connaissances acquises en termes de tourbillons, d'instabilités et de rendements de combustion. Bien qu'il soit encore trop tôt pour avoir recours à ce type de méthodes pour analyser précisément des essais de moteurs-fusées, cette étude aura permis de démontrer la faisabilité et le potentiel de cette technique. Celle-ci pourrait à terme conduire au développement d'un moyen d'instrumentation intéressant pour l'étude des instabilités hydrodynamiques et des rendements de combustion.

Annexe A

Récapitulatif du modèle d'instabilités hydrodynamiques

Hypothèses

- Nombre de Mach dans la post-chambre faible : $M \ll 1$
- Nombre entier de tourbillons dans la post-chambre
- Vitesse de régression sous la forme simplifiée : $v_{reg} = a (\rho u)_{ox}^b = a \left(\frac{4\dot{m}_{ox}}{\pi D^2} \right)^b$
- Délai de génération de l'onde acoustique retour proportionnel à la période de détachement tourbillonnaire : $\Delta t = \alpha T_{ross}$
- Coefficient α constant
- Température constante
- Vitesse du son constante
- Vitesse des tourbillons proportionnelle à la vitesse effective dans la post-chambre :

$$u_{vor}(t) = k_{ross}(t) u_{eff}(t)$$

- Vitesse effective proportionnelle à la vitesse à la fin du bloc de combustible :

$$u_{eff}(t) = \beta(t) u(t), \quad \beta(t) = \left(\frac{R(t)}{R_{eff}(t)} \right)^2$$

Modèle

$$\forall t \geq t_1 : f(t) = f_{t_1} \left[\frac{1/c + 1/u_{vor,t_1}}{1/c + 1/u_{vor}(t)} \right]$$

$$f_{t_1} = \frac{1}{L_{ross}} \left[\frac{m_{ross,t_1} - \alpha}{1/c + 1/u_{vor,t_1}} \right]$$

$$\forall t \geq t_1 : u_{vor}(t) = u_{vor,t_1} \left[\frac{P_{t_1}}{P(t)} \right]^{1+B} \left[\frac{\dot{m}(t)}{\dot{m}_{t_1}} \right]^{1+B} \left[\frac{D_{t_1}}{D(t)} \right]^{2(1+B)}$$

$$B(P(t)) = -0,0244 \left[\frac{P(t)}{P_{ref}} \right] + 0,2014, \quad P_{ref} = 1 \text{ bar}$$

Loi d'évolution $B(P)$ obtenue à partir d'essais réalisés avec le couple oxydant/combustible H_2O_2 (87.5%) / HDPE.

Bibliographie

- [1] Site internet cedre, . URL <http://cedre.onera.fr/>.
- [2] Site internet comsol, . URL <https://www.comsol.com/>.
- [3] Site internet gmsh, . URL <http://gmsh.info/>.
- [4] Site internet icem cfd, . URL <http://resource.ansys.com/Products/Other+Products/ANSYS+ICEM+CFD>.
- [5] Site internet rpa, . URL <http://propulsion-analysis.com/>.
- [6] D. Altman and A. Holzman. Overview and history of hybrid rocket propulsion. In M. J. Chiaverini and K. K. Kuo, editors, *Fundamentals of hybrid rocket combustion and propulsion*, volume 218 of *Progress in Astronautics and Aeronautics*, chapter 1, pages 1–36. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007.
- [7] J. Anthoine. *De l'aéroacoustique à la propulsion spatiale : modélisations et expérimentations de base*. Mémoire pour l'obtention de l'habilitation à diriger des recherches, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2014.
- [8] H. Arisawa and T. B. Brill. Flash pyrolysis of hydroxyl terminated poly-butadiene (htpb). i : Analysis and implications of the gaseous products. *Combustion and Flame*, 106(Issue 1-2) :131–143, 1996.
- [9] H. Arisawa and T. B. Brill. Flash pyrolysis of hydroxyl terminated poly-butadiene (htpb). ii : Implications of the kinetics to combustion of organic polymers. *Combustion and Flame*, 106(Issue 1-2) :144–154, 1996.
- [10] N. Bellomo, M. Lazzarin, F. Barato, A. Bettella, D. Pavarin, and M. Grosse. Investigation of effect of diaphragms on the efficiency of hybrid rockets. *Journal of Propulsion and Power*, 30(1) :175–185, 2014.
- [11] N. Bertier. *Simulation des grandes échelles en aérothermique sur des maillages non-structurés généraux*. PhD thesis, Université Paris VI, 2006.
- [12] T. A. Boardman, D. H. Brinton, R. L. Carpenter, and T. F. Zoladz. An experimental investigation of pressure oscillations and their suppression in subscale hybrid rocket motors. In *31st Joint Propulsion Conference and Exhibit*, number AIAA Paper 95-2689, 1995.
- [13] T. A. Boardman, R. L. Carpenter, and S. E. Clafin. A comparative study of the effects of liquid-versus gaseous-oxygen injection on combustion stability in 11-inch-diameter hybrid rocket motors. In *33^d Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 97-2936, 1997.
- [14] S. Butterworth. On the theory of filter amplifiers. *Experimental Wireless and the Wireless Engineer*, 7 :536–541, 1930.
- [15] M. Calabro, L. T. De Luca, L. Galfetti, H. Raina, and C. Perut. Advanced hybrid solid fuels. In *58th International Astronautical Congress*, number IAC-07-C4.2.09, 2007.
- [16] C. Carmicino. Acoustics, vortex shedding, and low-frequency dynamics interaction in an unstable hybrid rocket. *Journal of Propulsion and Power*, 25(6) :1322–1335, 2009.

- [17] C. Carmicino and A. Russo Sorge. Influence of a conical axial injector on hybrid rocket performance. *Journal of Propulsion and Power*, 22(5) :984–995, 2006.
- [18] C. Carmicino and A. Russo Sorge. Performance comparison between two different injector configurations in a hybrid rocket. *Journal of Aerospace Sciences and Technology*, 11 :61–67, 2007.
- [19] C. Caugant. Traitement des signaux instationnaires dans l'étude des instabilités de fonctionnement des propulseurs segmentés. evaluation de la transformation de hilbert. Technical report, ONERA, 1995.
- [20] A. Chandler, E. Jens, B. J. Cantwell, and G. S. Hubbard. Visualization of the liquid layer combustion of paraffin fuel for hybrid rocket applications. In *46th Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 2012-3961, 2012.
- [21] G. C. Cheng, R. C. Farmer, H. S. Jones, and J. S. McFarlane. Numerical simulation of the internal ballistics of a hybrid rocket motor. In *Aerospace Sciences Meeting and Exhibits*, number AIAA Paper 94-0554, 1994.
- [22] M. Chiaverini. Review of solid-fuel regression rate behavior in classical and nonclassical hybrid rocket motors. In M. J. Chiaverini and K. K. Kuo, editors, *Fundamentals of hybrid rocket combustion and propulsion*, volume 218 of *Progress in Astronautics and Aeronautics*, chapter 2, pages 37–125. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007.
- [23] M. J. Chiaverini, G. C. Harting, Y. C. Lu, K. K. Kuo, A. Peretz, S. Jones, B. Wygle, and J. P. Arves. Pyrolysis behavior of hybrid rocket solid fuels under rapid heating conditions. *Journal of Propulsion and Power*, 15(6) :888–895, 1999.
- [24] M. J. Chiaverini, N. Serin, D. K. Johnson, Y. Lu, K. K. Kuo, and G. A. Risha. Regression rate behavior of hybrid solide fuels. *Journal of Propulsion and Power*, 16(1) :125–132, 2000.
- [25] M. J. Chiaverini, K. K. Kuo, A. Peretz, and G. C. Harting. Regression rate and heat-transfer correlations for hybrid rocket combustion. *Journal of Propulsion and Power*, 17(1) :99–110, 2001.
- [26] K. Chien. Predictions of channel and boundary layer flows with a low-reynolds number turbulence model. *AIAA Journal*, 20(1) :33–38, 1982.
- [27] N. S. Cohen, R. W. Fleming, and R. L. Derr. Role of binders in solid propellant combustion. *AIAA Journal*, 12(2) :212–218, 1974.
- [28] M. Dupuy. *Etude par simulations numériques instationnaires de l'écoulement dans les moteurs à propergol solide*. PhD thesis, ISAE-ENSMA, 2012.
- [29] B. Evans, G. A. Risha, N. Favorito, E. Boyer, R. B. Wehrman, N. Libis, and K. K. Kuo. Instantaneous regression rate determination of a cylindrical x-ray transparent hybrid rocket motor. In *39th Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 2003-4592, 2003.
- [30] A. Flatau and W. Van Moorhem. Prediction of vortex shedding responses in segmented solid rocket motors. In *26th AIAA Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 1990-2073, 1990.
- [31] G. Gariani, F. Maggi, and L. Galfetti. Numerical simulation of htpb combustion in a 2d hybrid slab combustor. *Acta Astronautica*, 69 :289–296, 2011.
- [32] B. Greiner and R. A. Jr. Frederick. Hybrid rocket instability. In *29th Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 93-2553, 1993.
- [33] B. Greiner and R. A. Jr. Frederick. Experimental investigation of lab-scale hybrid instability. In *30th Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 94-2878, 1994.
- [34] D. M. Guthrie and R. S. Wolf. Non-acoustic combustion instability in hybrid rocket motors. Technical Report NTIS Issue 199120, National Aeronautics and Space Administration (NASA), 1990. In Johns Hopkins Univ., the 1990 Jannaf Propulsion Meeting, Volume 2 p 177-187.

-
- [35] G. Haller. An objective definition of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 525 :1–26, 2005. doi : 10.1017/S0022112004002526.
- [36] J. C. R. Hunt, A. A. Wray, and P. Moin. Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. In *Proceedings of 1988 Summer Program*, pages 193–208, Stanford NASA Center for Turbulence Research CTR-S88, California, 1988.
- [37] R. M. Jenkins and J. R. Cook. A preliminary analysis of low frequency pressure oscillations in hybrid rocket motors. In *31st Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 95-2690, 1995.
- [38] W. P. Jones and B. E. Launder. The prediction of laminarization with a two equation model of turbulence. *International Journal of Heat and Mass Transfert*, 15(7) :301–314, 1972.
- [39] A. Karabeyoglu. Combustion instability and transient behavior in hybrid rocket motors. In M. J. Chiaverini and K. K. Kuo, editors, *Fundamentals of hybrid rocket combustion and propulsion*, volume 218 of *Progress in Astronautics and Aeronautics*, chapter 9, pages 351–411. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007.
- [40] A. Karabeyoglu, E. Toson, and B. Evans. "o/f shift" in hybrid rockets. In *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 2014-3851, 2014.
- [41] M. A. Karabeyoglu, G. Zilliac, B. J. Cantwell, S. De Zilwa, and P. Castellucci. Scale-up tests of high regression rate paraffin-based hybrid rocket fuels. *Journal of Propulsion and Power*, 20(6) : 1037–1045, 2004.
- [42] M. A. Karabeyoglu, S. De Zilwa, B. Cantwell, and G. Zilliac. Modeling of hybrid rocket low frequency instabilities. *Journal of Propulsion and Power*, 21(6) :1107–1116, 2005.
- [43] G. Karthikeyan and T. Shimada. Numerical analysis of instabilities in hybrid rocket combustion using computational fluid dynamics. In *6th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, Propulsion Physics, 2015.
- [44] B. Kim, Y. Na, K.-H. Shin, and C. Lee. Nonlinear combustion and fluid mechanics in a hybrid rocket. *Journal of Propulsion and Power*, 28(6) :1351–1358, 2012.
- [45] W. Knuth, M. Chiaverini, D. Gramer, and J. A. Sauer. Experimental investigation of a vortex-driven, high-regression rate hybrid rocket engine. In *34th Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 98-3348, 1998.
- [46] W. Knuth, M. Chiaverini, D. Gramer, and J. A. Sauer. Development and testing of a vortex-driven, high-regression rate hybrid rocket engine. In *34th Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 98-3507, 1998.
- [47] W. Knuth, M. Chiaverini, and D. Gramer. Solid-fuel regression rate behavior of vortex hybrid rocket engine. *Journal of Propulsion and Power*, 18(3) :600–609, 2002.
- [48] M. Lazzarin, N. Bellomo, M. Faenza, F. Barato, A. Bettella, and D. Pavarin. Analysis of fluid-dynamic systems to increase combustion efficiency in hybrid rockets. In *5th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, 2013.
- [49] G. Lengelle, B. Fourest, J. C. Godon, and C. Guin. Condensed phase behavior and ablation rate of fuels for hybrid propulsion. In *29th Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 93-2413, 1993.
- [50] J.-Y. Lestrade. *Modélisation de la régression des combustibles liquéfiables dans un moteur hybride*. PhD thesis, Institut Supérieur de l’Aéronautique et de l’Espace (ISAE), 2012.
- [51] J.-Y. Lestrade, J. Anthoine, O. Verberne, A. J. Boiron, G. Khimeche, and C. Figus. Experimental demonstration of the vacuum specific impulse of a hybrid rocket engine. In *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 2014-3951, 2014.
-

- [52] J. Y. Lestrade, J. Anthoine, and G. Lavergne. Liquefying fuel regression rate modeling in hybrid propulsion. *Journal of Aerospace Sciences and Technology*, 42 :80–87, 2015. doi : doi:10.1016/j.ast.2014.11.015.
- [53] J.-Y. Lestrade, P. Prevot, J. Anthoine, J. Messineo, S. Casu, and B. Geiger. Development of a catalyst for highly concentrated hydrogen peroxide. In *5th Space Propulsion Conference*, 2016.
- [54] N. Leterrier. *Discrétisation spatiale en maillage non-structuré de type général*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie (Paris VI), 2003.
- [55] Y. Maisonneuve, J. C. Godon, R. Lecourt, G. Lengelle, and N. Pillet. Hybrid propulsion for small satellites design logic and tests. *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion*, 5 :90–100, 2002. Issue 1-6.
- [56] S. Malhotra and G. A. Flandro. On the origin of the dc shift. In *33rd Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 97-3249, 1997.
- [57] G. A. Marxman. Combustion in the turbulent boundary layer on a vaporizing surface. In *10th International Symposium on Combustion*, volume 10, pages 1337–1349, 1965.
- [58] G. A. Marxman and M. Gilbert. Turbulent boundary layer combustion in the hybrid rocket. In *9th International Symposium on Combustion*, volume 9, pages 371–383, 1963.
- [59] S. May and O. Bozic. Cfd simulation of chemical non-equilibrium reacting flow wiwith the ahres hybrid rocket engine. In *6th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, Propulsion Physics, 2015.
- [60] F. R. Menter. Zonal two equation k-omega turbulence models for aerodynamic flows. In *24th Fluid Dynamics Conference*, number AIAA Paper 93-2906, 1993.
- [61] F. R. Menter. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. *AIAA Journal*, 32(8) :1598–1605, 1994.
- [62] J. Messineo, J.-Y. Lestrade, J. Hijlkema, and J. Anthoine. Vortex shedding influence on hybrid rocket pressure oscillations and combustion efficiency. *Journal of Propulsion and Power*, 32(6) : 1386–1394, 2016. doi : 10.2514/1.B36049.
- [63] J. Messineo, J.-Y. Lestrade, J. Hijlkema, and J. Anthoine. 3d miles simulation of a hybrid rocket with swirl injection. In *5th Space Propulsion Conference*, number 2016-3125046, 2016.
- [64] A. Mohamed, J. Messineo, J.-Y. Lestrade, M. Ferrier, S. Defoort, J. Soutade, and P. Viguier. Tunable diode laser absorption spectroscopy of co2 and h2o at 2.7 μm in a scramjet combustor and in exhaust gases of a hybrid rocket motor. In *32nd AIAA Aerodynamic Measurement Technology and Ground Testing Conference*, number AIAA Paper 2016-3548, 2016. doi : <http://dx.doi.org/10.2514/6.2016-3548>.
- [65] K. O. Mon, C. Park, G. E. Choi, and C. Lee. Internal ballistics of hybrid rocket with a diaphragm. In *50th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 2014-3454, 2014.
- [66] R. J. Muzzy. Schlieren and shadowgraph studies of hybrid boundary layer combustion. *AIAA Journal*, 1 :2159–2160, 1963.
- [67] K. Ozawa and T. Shimada. A theoretical prediction of regression rates in swirl injection hybrid rocket engines. In *5th European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS)*, 2013.
- [68] D. Pastrone, L. Casalino, and C. Carmicino. Analysis of acoustics and vortex shedding interactions in hybrid rocket motors. *Journal of Propulsion and Power*, 30(6) :1613–1619, 2014.
- [69] A. Petrarolo, M. Kobald, and C. Schmierer. Characterization of advanced hybrid rocket engines. In *6th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, Propulsion Physics, 2015.

- [70] M. Prévost and G. Guillement. Modelling of hybrid rocket motor : 1d regression rate prediction model. In *4th European Conference for Aeronautics and Space Sciences (EUCASS)*, Propulsion Physics, 2011.
- [71] J. M. Pucci. The effects of swirl injector design on hybrid flame-holding combustion instability. In *38th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit*, number AIAA Paper 2002-3578, 2002.
- [72] A. Refloch, B. Courbet, A. Murrone, P. Villedieu, C. Laurent, P. Gilbank, J. Troyes, L. Tessé, G. Chainerau, J. B. Dargaud, E. Quémerais, and F. Vuillot. Cedre software. *Journal of AerospaceLab.*, Issue 2(AL02-11) :1–10, 2011. URL <http://www.aerospacelab-journal.org/sites/www.aerospacelab-journal.org/files/AL2-11.pdf>.
- [73] D. Rockwell. Oscillations of impinging shear layers. *AIAA Journal*, 21(5) :645–664, 1983.
- [74] J. E. Rossiter. Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. Reports and Memoranda 3438, Aeronautical Research Council, 1964.
- [75] J. E. Rønningen and J. Husdal. Nammo hybrid rocket propulsion trl improvement program. In *48th Joint Propulsion Conference and Exhibits*, number AIAA Paper 2012-4311, 2012.
- [76] J. E. Rønningen and J. Husdal. Test results from small-scale hybrid rocket testing. In *Space Propulsion*, 2012.
- [77] V. Sankaran. Computational fluid dynamics modeling of hybrid rocket flowfields. In M. J. Chiverini and K. K. Kuo, editors, *Fundamentals of Hybrid Rocket Combustion and Propulsion*, volume 218 of *Progress in Astronautics and Aeronautics*, chapter 8, pages 323–349. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2007.
- [78] V. Sankaran and C. Merkle. Size scale-up in hybrid rocket motors. In *34th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibits*, number AIAA Paper 96-0647, 1996.
- [79] G. Selva. *Méthodes itératives pour l'intégration implicite des équations de l'aérothermochimie sur des maillages non-structurés*. PhD thesis, Ecole Centrale de Paris, 1998.
- [80] N. Serin and Y. A. Gogus. Navier-stokes investigation on reacting flow field of htpb/o₂ hybrid motor and regression rate evaluation. In *39th Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 2003-4462, 2003.
- [81] R. Siegel and J. R. Howell. *Thermal radiation heat transfert*. Taylor and Francis NY, 4th edition, 2002.
- [82] P. Simon. *Modélisation et simulation des mécanismes de la combustion hybride dans un système propulsif*. PhD thesis, Université de Poitiers, 1996.
- [83] L. D. Smoot and C. F. Price. Pressure dependence of hybrid fuel regression rates. *AIAA Journal*, 5(1) :102–106, 1967.
- [84] A. Russo Sorge, A. Esposito, G. Quaranta, and G. Torella. Regression rate measurements in a hybrid rocket. In *36th Joint Propulsion Conference*, number AIAA Paper 2000-3438, 2000.
- [85] C. K. Westbrook and F. L. Dryer. Simplified reaction mechanisms for the oxidation of hydrocarbon fuels in flames. *Journal of Combustion Science and Technology*, 27 :31–43, 1981.
- [86] S. Yamouni. *Contrôle en boucle ouverte des instationnarités de cavité en régime transsonique*. PhD thesis, Ecole Polytechnique, 2013.
- [87] S. De Zilwa, G. Zilliac, M. Reinath, and M. A. Karabeyoglu. Time-resolved fuel-grain port diameter measurement in hybrid rockets. *Journal of Propulsion and Power*, 20(4) :684–689, 2004.

Résumé

Les moteurs-fusées hybrides combinent les technologies des deux autres catégories de moteurs à propulsion chimique, et associent un combustible et un oxydant stockés respectivement sous phase solide et liquide. Cette architecture offre un certain nombre d'avantages, comme par exemple des coûts plus faibles et une architecture simplifiée par rapport à la propulsion bi-liquide; la possibilité de réaliser de multiples extinctions et ré-allumages et une bonne impulsion spécifique théorique par rapport à la propulsion solide, et enfin une sécurité de mise en œuvre accrue et un impact environnemental faible vis-à-vis de ces deux autres modes de propulsion.

Comme toutes les chambres de combustion, celles des moteurs hybrides peuvent subir des oscillations de pression sous certaines conditions de fonctionnement. Ces instabilités se traduisent par des fluctuations de poussée qui peuvent dégrader la structure d'un lanceur ou d'un satellite. Des phénomènes divers peuvent être à l'origine des fluctuations de pression observées dans les moteurs hybrides.

L'objectif de la thèse est de proposer une modélisation des instabilités d'origine hydrodynamique qui apparaissent dans les moteurs hybrides. Une exploitation nouvelle de la base de données disponible à l'ONERA a servi de support pour la modélisation, ainsi que des simulations numériques instationnaires 2D et 3D réalisées à l'aide du code CFD CEDRE. Les instabilités sont provoquées par la formation périodique de structures tourbillonnaires dans la chambre de combustion, qui génèrent des fluctuations de pression lors de leur passage dans le col de la tuyère. L'originalité du modèle, basé sur la théorie classique de génération tourbillonnaire dans une cavité, consiste à prendre en compte les variations géométriques de la chambre de combustion au cours des tirs. Ces variations ont un effet sur la vitesse de l'écoulement, sur la zone de recirculation dans la post-chambre, ainsi que sur les tourbillons eux-mêmes. Enfin, plusieurs nouveaux essais du moteur hybride HYCOM ont été effectués et confrontés au modèle développé dans le cadre de la thèse.

Mots-clés : Propulsion spatiale; Moteurs-fusées hybrides; Instabilités; Simulations numériques

Abstract

Hybrid rocket motors combine solid and bi-liquid chemical propulsion technologies and associate a solid fuel and a liquid oxidizer in its classical configuration. This architecture offers several advantages over liquid propulsion such as lower costs and a simplified architecture. The possibility of performing multiple extinctions and re-ignitions and a good theoretical specific impulse is also an improvement in regard to solid propulsion. Hybrid engines also have improved safety and a lower environmental impact than other chemical propulsion systems.

As in all combustion chambers, hybrid engines suffer from pressure oscillations under specific operating conditions. These instabilities provoke thrust fluctuations that can damage the launcher and payloads. Various phenomena can induce the pressure oscillations observed in hybrid rocket engines.

The objective of this thesis is to propose a model of hydrodynamics instabilities that appear in hybrid engines. A new exploitation of the database available at ONERA, and unsteady 2D and 3D numerical simulations were used for the modeling. The instabilities are provoked by the periodic formation of vortices in the combustion chamber that generate pressure fluctuations when passing through the nozzle throat. The originality of the model, which is based on the classical theory of vortices generation in a cavity, consists in taking into account the geometrical variations of the combustion chamber during operation. These variations have an effect on the flow velocity, on the recirculation area in the post-chamber and on the vortices. Finally, several new firing tests of the hybrid engine HYCOM have been performed and compared to the model developed in this thesis.

Keywords : Space propulsion, Hybrid rocket engine, Instabilities, Numerical simulations