



HAL
open science

Dynamique de l'allumage circulaire dans les foyers annulaires multi-injecteurs

Maxime Philip

► **To cite this version:**

Maxime Philip. Dynamique de l'allumage circulaire dans les foyers annulaires multi-injecteurs. Autre. Université Paris Saclay (COMUE), 2016. Français. NNT : 2016SACLC034 . tel-01349362

HAL Id: tel-01349362

<https://theses.hal.science/tel-01349362>

Submitted on 27 Jul 2016

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.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ
PARIS-SACLAY

Préparée à CentraleSupélec

ÉCOLE DOCTORALE N°579

Sciences mécaniques et énergétiques, matériaux et géosciences

Spécialité Combustion

Présentée par

M. Maxime Philip

Dynamique de l'allumage circulaire dans les foyers annulaires
multi-injecteurs

Thèse soutenue à Châtenay-Malabry, le 20 avril 2016

Composition du jury :

M. Poinot, Thierry	Directeur de recherche, IMFT	Rapporteur
M. Renou, Bruno	Professeur, INSA de Rouen	Rapporteur
Mme Rousselle, Christine	Professeure, Université d'Orléans	Présidente
M. Angelberger, Christian	Expert combustion, IFP Énergies Nouvelles	Examineur
M. Méry, Yoann	Ingénieur, Snecma	Examineur
M. Tenaud, Christian	Directeur de recherche, LIMSI	Examineur
M. Candel, Sébastien	Professeur, CentraleSupélec	Directeur de thèse
M. Vicquelin, Ronan	Maître de conférence, CentraleSupélec	Co-encadrant de thèse

Laboratoire d'Énergétique Moléculaire et Macroscopique, Combustion
CNRS, CentraleSupélec

Remerciements

Afin de commencer cette section de remerciements comme il se doit, je tiens à remercier en premier lieu mon directeur de thèse Sébastien Candé. Cela fût un réel honneur et un plaisir d'avoir pu travailler avec une personne si passionnée et dévouée à la Science (avec un grand S). Je retiendrai en particulier les longues discussions dans son bureau, pendant lesquelles j'ai appris beaucoup, tant sur le plan scientifique qu'humain. Un grand merci à toi Sébastien.

Mes remerciements suivants iront naturellement à mes encadrants Ronan Vicquelin, Thomas Schmitt et Matthieu Boileau, qui ont suivi mon travail quasi-quotidiennement depuis mon arrivée au laboratoire jusqu'à ma sortie. J'ai eu beaucoup de chance d'avoir pu être encadré par autant de chercheurs, toujours disponibles et à l'écoute. J'ai appris beaucoup à leurs côtés, dans une ambiance conviviale mais toujours sérieuse. Nos réunions fréquentes resteront pour moi un très bon souvenir. Merci à vous les gars.

Ensuite, je me dois de remercier mes camarades de bureau, avec qui j'ai passé la plupart de mon temps à ~~rigoler~~ échanger sur nos visions respectives du monde scientifique et de la vie de manière générale. Non, franchement on s'est bien marrés, et je ne pense pas me tromper en disant que l'on aurait mérité le titre de bureau le plus fun du laboratoire EM2C (désolé pour les autres, je ne ferai preuve d'aucune modestie pour le coup!). Ainsi, merci particulièrement à Manuel Gonzalez-Flesca, Macole Sabat (et aussi désolé d'avoir perturbé ton travail quelques fois) et Thomas Epalle (le petit dernier, il en faut bien un). Je garderai d'excellents souvenirs avec vous (et aussi quelques *Permanent Head Damages*, j'en ai bien peur). May The Nerf be with you.

De façon plus générale, je remercie l'ensemble du personnel du laboratoire EM2C, les chercheurs (en particulier Daniel Durox, véritable puits de connaissance en combustion expérimentale, avec qui j'ai eu le privilège de travailler au début de ma thèse de doctorat), le secrétariat (Nathalie Rodrigues, Noï Lavaud et Brigitte Llobel, toujours disponibles lorsque j'avais des questions ou des requêtes administratives à formuler), les autres doctorants (pas de liste, je ne me risquerai pas à en oublier de cette façon, mais ils se reconnaîtront). Vous avez tous contribué à ce que le quotidien au laboratoire soit sympathique et rythmé.

Un grand merci à l'ensemble des membres de mon jury de thèse d'avoir accepté d'évaluer mes travaux, et en particulier à mes rapporteurs Thierry Poinot et

Bruno Renou pour la rédaction d'un rapport.

Merci enfin à ma famille, ma mère Michèle, mon père Eric et ma soeur Laurette, pour leur soutien indéfectible, en particulier lors de la rédaction de ce manuscrit. Une thèse de doctorat est une véritable épreuve, et la famille constitue toujours le meilleur soutien moral dont on puisse disposer. Je leur dédie cette thèse.

Abstract

Ignition constitutes a critical phase in many combustion applications and specifically those related to aerospace propulsion. This subject has been extensively examined in the past with a major effort on single burner ignition problems. These studies have mainly focused on problems of minimum ignition energy, critical ignition radius, influence of operating conditions on the probability of ignition, etc. One of the current challenges has been to develop large eddy simulations of this transient phenomenon in realistic configurations like those found in aero-engines. In this respect, the pioneering work of [Boileau et al. \(2008\)](#) indicated that complete calculations of this process in a full annular combustor geometry could be carried out and that they provided first hand information on the light-round process (the process by which the flame spreads from the initial kernel of hot gases produced by the spark and propagates from burner-to-burner in the annular combustor). It was however important to see if the simulation can match well controlled experimental data. This is accomplished in the present work which uses a novel experimental device named MICCA. This system comprises 16 swirling injectors in an annular geometry allowing full optical access to the flame. The system is fed with a mixture of air and propane. A single spark igniter initiates the flame and a high-speed intensified imaging CMOS camera records the flame front motion during the full light-round process. Experimental data gathered in this way have allowed direct comparisons with simulations of the light-round process. The thesis describes the experimental set of data, the calculation methodology and its validation in a single burner configuration, results of large eddy simulation of the full light round process, a detailed analysis of the numerical results and an attempt to build a simplified model of the process based on macroscopic balance equations. Computations are carried out with the AVBP solver, a code jointly developed by CERFACS and IFP Energies Nouvelles. Turbulent combustion is described with the Filtered Tabulated Chemistry LES model F-TACLES devised at EM2C, CNRS and with the TFLES model. One remarkable outcome of this investigation is that results of simulations closely match experimental data. The flame brush at the largest scales is similar to that observed experimentally, the instantaneous flame configurations resemble those recorded by the camera. Transit times from one injector to the next match those measured experimentally, validating the large eddy simulation framework and the selected subgrid scale models and des-

cription of the chemical conversion process. It is also shown that calculations allow detailed investigations of the light-round dynamics.

Résumé

L'allumage constitue une phase critique dans de nombreuses applications de combustion et plus particulièrement dans celles qui sont liées à la propulsion aéronautique et spatiale. Ce sujet a été largement étudié dans le passé avec un effort important sur les problèmes d'allumage de brûleurs isolés. Ces études ont principalement porté sur les problèmes de l'énergie minimale d'inflammation, le rayon d'allumage critique, l'influence des conditions de fonctionnement sur la probabilité d'allumage, etc. Un des défis actuels a été de développer des simulations aux grandes échelles de ce phénomène transitoire dans des configurations réalistes comme celles trouvées dans les moteurs aéronautiques. A cet égard, le travail pionnier de [Boileau et al. \(2008\)](#) a indiqué que des calculs complets de ce processus pouvaient être réalisés dans des géométries complètes de chambre de combustion annulaire et que ces calculs pouvaient fournir des informations de première main sur le processus d'allumage circulaire (le processus par lequel la flamme se propage à partir du noyau initial de gaz chauds produits par l'étincelle et initie la combustion sur chaque brûleur dans une chambre de combustion annulaire). Il était toutefois important de voir si la simulation pouvait reproduire des données expérimentales bien contrôlées. Ceci est accompli dans le présent travail qui utilise un dispositif expérimental nouveau désigné sous le nom de MICCA. Ce système comprend 16 injecteurs swirlés dans une géométrie annulaire permettant l'accès optique complet à la flamme. Le système est alimenté avec un mélange d'air et de propane. Un allumeur unique initie la flamme et une caméra intensifiée à grande vitesse d'imagerie CMOS enregistre le mouvement du front de flamme pendant le processus d'allumage circulaire. Les données expérimentales recueillies de cette manière permettent des comparaisons directes avec des simulations du processus. La thèse décrit l'ensemble des données recueillies au cours d'essais systématiques sur MICCA, la méthode de calcul aux grandes échelles et sa validation dans une configuration de brûleur simplifiée, les résultats de simulations aux grandes échelles du processus d'allumage circulaire, une analyse détaillée des résultats numériques et enfin une modélisation simplifiée du processus d'allumage fondée sur des équations de bilan macroscopiques. Les calculs sont effectués avec le solveur AVBP, un code élaboré conjointement par le CERFACS et IFP Energies Nouvelles. La combustion turbulente est décrite avec le modèle de chimie tabulée et filtrée F-TACLES conçu à EM2C, CNRS et avec le modèle TFLES. Un résultat remar-

quable de cette étude est que les résultats des simulations sont très proches des données expérimentales. La flamme calculée dans les plus grandes échelles est similaire à celle observée expérimentalement, les configurations de flamme instantanées ressemblent à celles enregistrées par la caméra. Les temps de transit d'un injecteur au suivant coïncident avec ceux mesurés expérimentalement, ce qui valide la modélisation de la combustion et les modèles adoptés au niveau de la sous-maille et notamment ceux qui décrivent la conversion chimique par les réactions de combustion. Il est également démontré que les calculs permettent des analyses détaillées de la dynamique de l'allumage circulaire.

Table des matières

Abstract	v
Résumé	vii
Introduction	1
1 Expériences d’allumage sur une chambre annulaire de laboratoire en conditions parfaitement prémélangées	13
1.1 Introduction	13
1.2 Caractéristiques générales de la chambre MICCA	15
1.3 Instrumentation et acquisition de données	18
1.4 Procédure expérimentale	21
1.5 Résultats expérimentaux d’allumage circulaire	23
1.6 Conclusion	32
2 Simulation aux Grandes Echelles et modélisation de la combustion	33
2.1 Introduction	33
2.2 Simulation aux Grandes Échelles	35
2.3 Le modèle de combustion prémélangée F-TACLES	41
2.4 Synthèse de la configuration numérique	52
2.5 Validation des paramètres numériques sur une configuration disposant d’un unique injecteur	53
2.6 Conclusion	61
3 Simulations de l’allumage circulaire de la configuration annulaire complète et comparaison avec l’expérience	63
3.1 Introduction	64
3.2 Computational Domain and Boundary Conditions	66
3.3 Simulation Procedure	68
3.4 Results and Discussion	70
3.5 Influence of the combustion model : comparison with a thickened flame model	78
3.6 Conclusion	86

4	Analyse détaillée de l’allumage circulaire de la chambre de combustion MICCA	89
4.1	Introduction	89
4.2	Dynamique du front de flamme	91
4.3	Expansion volumétrique des gaz brûlés	107
4.4	Dynamique de l’écoulement en sortie de chambre annulaire . . .	115
4.5	Synthèse du cas #3	120
4.6	Conclusion	124
5	Modèle pour la vitesse absolue de propagation d’une flamme prémélangée lors d’un allumage circulaire	127
5.1	Introduction	127
5.2	Vitesses de flamme caractéristiques pour une combustion turbulente prémélangée	129
5.3	Modèle pour la vitesse absolue turbulente d’un allumage circulaire en conditions prémélangées	139
5.4	Comparaisons entre le modèle et les données LES en fonction de la modélisation de Δp	156
5.5	Sensibilité du modèle et variation paramétrique	175
5.6	Conclusion	179
	Conclusion et perspectives	181
A	2^{ème} simulation numérique aux grandes échelles de l’allumage circulaire de la chambre MICCA	187
B	Validations de la théorie sur les vitesses caractéristiques de flamme	201
	References	212
	Index	213

Liste des tableaux

1.1	Paramètres physiques correspondant aux trois points expérimentaux. La vitesse débitante U_{bulk} est calculée pour une section circulaire correspondant au diamètre intérieur du tube de sortie de l'injecteur swirlé.	23
2.1	Paramètres des tests de validation de flamme 1D laminaire non-étirée.	48
2.2	Tableau récapitulatif de la configuration numérique utilisée pour les simulations aux grandes échelles.	52
2.3	Conditions NSCBC utilisées pour les calculs de validation à froid du mono-injecteur.	58
3.1	Mesh characteristics and computational features.	68
4.1	Temps (en milliseconde) de fin de chaque phase de l'allumage circulaire pour les cas #2 et #3 simulés.	122
5.1	Table récapitulative des données en entrée et sortie pour le modèle de propagation des phases (I) et (II).	144
5.2	Expression et valeurs des coefficients correcteurs du bilan de quantité de mouvement.	153
5.3	Conditions initiales de vitesse absolue turbulente pour chaque sous-phase de la phase (III).	156
5.4	Table récapitulative des données en entrée et sortie pour le modèle de propagation de la phase (III).	157
5.5	Table récapitulative des modélisations testées pour la différence de pression Δp et de la qualité des résultats obtenus pour la vitesse absolue turbulente S_a^T	175
5.6	Analyse de sensibilité du modèle à ses paramètres.	176
B.1	Expressions des vitesses de flamme pour une flamme plane laminaire.	202
B.2	Expressions des vitesses de flamme pour une flamme sphérique.	203

Table des figures

1	Photographies illustrant les trois phases (respectivement (A), (B) et (C)) de l'allumage d'une chambre de combustion annulaire.	5
2	Trois instants successifs (a) $t = 14$ ms, (b) $t = 19.2$ ms et (c) $t = 46$ ms de la simulation numérique de l'allumage d'une chambre de combustion industrielle (voir Boileau et al. (2008)).	6
3	(a) Photographie du dispositif expérimental pour l'étude de l'allumage au CORIA ; (b) Simulation numérique aux grandes échelles de l'allumage du même dispositif.	7
4	Photographie de la chambre de combustion MICCA en cours de fonctionnement.	8
5	Schéma du déplacement d'un front de flamme turbulent entre t et $t + \Delta t$. Les notations utilisées pour les définitions des vitesses de flamme sont annotées (voir Poinsot and Veynante (2011)).	9
1.1	Photographie (gauche) et schéma en coupe (droite) de la chambre annulaire ACCU de l'université de Cambridge.	16
1.2	Photographie de la chambre MICCA. Un schéma de l'injecteur swirlé apparaît en cartouche en bas à droite de l'image.	16
1.3	Schéma en coupe (gauche) et vue de dessus (droite) de la chambre annulaire MICCA.	17
1.4	Schéma de la chambre MICCA en vue de dessus indiquant la position et le sens de rotation de l'écoulement (flèche verte) des tourbillonneurs (cercles noirs), des capteurs de pression (points bleus) et de l'allumeur (étoile rouge). Les demi-chambres de gauche et de droite sont respectivement notées H- et H+. Les secteurs sont numérotés de S-1 à S-7 pour la demi-chambre H-, et de S1 à S7 pour la demi-chambre H+ ; S0 est le secteur d'allumage, le secteur S8 lui est diamétralement opposé. Les capteurs de pression sont numérotés de P1 à P5.	20
1.5	Schéma de la position de la caméra par rapport à la chambre MICCA.	21

1.6	Evolution de la température du tube externe de quartz à 40 mm du fond de chambre. Les acquisitions sont réalisées toutes les 20 secondes (cercles noirs) à l'aide d'un thermocouple de type K. Avec l'aimable autorisation de D. Durox.	22
1.7	Douze instants successifs d'une phase d'allumage circulaire (point de fonctionnement #2 ($U_{bulk} = 17.1\text{m.s}^{-1}$); expérience réalisée avec les parois froides, c'est-à-dire que le dispositif MICCA est à température ambiante, soit $T_{atm} = 298\text{K}$ au moment de l'allumage). Les images sont issues de réalisations expérimentales et enregistrées par la caméra intensifiée CMOS. L'intensité lumineuse émise par la flamme au cours du processus d'allumage circulaire est représentée en fausses couleurs pour améliorer la visualisation.	25
1.8	Neuf instants successifs d'une phase de light-round (point de fonctionnement #2 ($U_{bulk} = 17.1\text{m.s}^{-1}$); expérience réalisée avec un préchauffage préalable de la chambre MICCA avant acquisition des images). Les images sont issues de réalisations expérimentales et enregistrées par la caméra intensifiée CMOS. L'intensité lumineuse émise par la flamme au cours du processus d'allumage circulaire est représentée en fausses couleurs pour améliorer la visualisation.	26
1.9	Neuf instants successifs d'une phase de light-round (point de fonctionnement #3 ($U_{bulk} = 22.0\text{m.s}^{-1}$); expérience réalisée avec un préchauffage préalable de la chambre MICCA avant acquisition des images). Les images sont issues de réalisations expérimentales et enregistrées par la caméra intensifiée CMOS. L'intensité lumineuse émise par la flamme au cours du processus d'allumage circulaire est représentée en fausses couleurs pour améliorer la visualisation.	27
1.10	Evolution temporelle de l'intensité lumineuse intégrée sur la ligne de vue de la caméra pour les trois points de fonctionnement présentés aux figures 1.7 (courbe bleue), 1.8 (courbe noire) et 1.9 (courbe rouge) et normalisée par son maximum.	28
1.11	Evolution temporelle de l'intensité lumineuse intégrée sur la ligne de vue de la caméra pour le point de fonctionnement présenté à la figure 1.8 et normalisée par son maximum. Les cinq phases du processus d'allumage circulaire sont démarquées par des lignes discontinues.	28
1.12	Signaux de pression pour le cas PREHEATED #2 issus des capteurs (a) P1 (noir), P2 (rouge) et P3 (bleu) et (b) P4 (vert) et P5 (violet) (voir Fig. 1.4 pour la désignation des secteurs). . . .	29

1.13	Quatre instants successifs d'une phase d'allumage circulaire (point de fonctionnement #2 ($U_{bulk} = 17.1\text{m.s}^{-1}$); expérience réalisée avec un préchauffage préalable de la chambre MICCA avant acquisition des images). Les images sont issues de trois réalisations expérimentales différentes, aux mêmes conditions expérimentales. La structure de flamme présente peu de différences entre les diverses réalisations, ce qui indique que l'expérience est reproductible.	30
1.14	Evolution temporelle de l'intensité lumineuse intégrée sur la ligne de vue de la caméra pour les trois points de fonctionnement présentés à la Fig. 1.13 et normalisée par son maximum. Le RUN#1 correspond à la courbe noire; le RUN#2 correspond à la courbe rouge; le RUN#3 correspond à la courbe bleue.	31
1.15	Temps caractéristique de propagation des fronts de flamme ("Merging time" en anglais), défini comme le temps mis par les deux fronts de flamme issus de l'allumage par la bougie pour parcourir complètement la chambre annulaire et se rejoindre sur le dernier injecteur. Les ellipses numérotées indiquent l'ordre dans lequel les acquisitions par préchauffage ont été effectuées.	32
2.1	Schématisation du spectre d'énergie turbulente. La figure de gauche montre le concept de simulation RANS (l'ensemble des échelles sont modélisées); la figure de droite montre le concept de simulation LES (les plus grandes échelles sont simulées; les échelles les plus petites, correspondant aux grands nombres d'ondes sont modélisées).	37
2.2	Performance de la parallélisation des tâches de calcul pour une simulation effectuée sur une machine Blue Gene/Q avec le code AVBP sur un maillage de 75 millions de cellules. La performance idéale est représentée par la courbe discontinue bleue; la performance réelle (qui est fonction du nombre de processus par noeud) est représentée par les symboles rouges. Avec l'aimable autorisation de G. Staffelbach (Cerfacs).	40
2.3	Schéma d'un front de flamme complètement résolu sur un maillage DNS (à gauche) et le même front projeté sur un maillage LES (à droite). L'épaisseur thermique est notée δ_l . Les tailles de maille caractéristiques de la DNS et de la LES sont notées respectivement Δx_{DNS} et Δx_{LES}	42

2.4	Vitesse de flamme laminaire S_l^0 en fonction de la richesse du pré-mélange propane/air ϕ pour des conditions thermodynamiques $T_u = 298$ K, $p = 101325$ Pa. Les symboles représentent l'expérience (référence) Vagelopoulos and Egolfopoulos (1998) ; les tirets représentent les résultats de flammes 1D obtenus avec le mécanisme de GRI-MECH 3.0 (Smith et al. (1999)); la ligne continue représente les résultats de flammes 1D obtenus avec le mécanisme de Qin et al. (2000) ; les tirets-pointillés représentent les résultats de flammes 1D obtenus avec le mécanisme de Qin et al. (2000) et le modèle de transport simplifié.	45
2.5	Variable de progrès non-filtrée c de la flamme d'épaisseur δ_l , et la même flamme filtrée à Δ , voir Vicquelin (2010)	47
2.6	Solutions de flammes 1D filtrées (traits continus) comparées aux solutions de référence (traits discontinus) pour $\Delta/\delta_l = 2$ (noir), 5 (rouge), 10 (bleu) et 15 (vert).	49
2.7	Vitesse de propagation de la flamme filtrée S_Δ (normalisée par la vitesse de flamme laminaire S_l^0) par rapport au nombre de point de maillage dans l'épaisseur de la flamme filtrée $\delta_{\tilde{c}}/\Delta x$. Le rapport entre la taille du filtre et l'épaisseur thermique est ici $\Delta/\delta_l = 15$	50
2.8	Schéma de principe du facteur de plissement de sous-maille Ξ_Δ sur un front de flamme d'une simulation aux grandes échelles.	50
2.9	(a) Photographie de la configuration mono-injecteur équipée du dispositif de vélocimétrie laser; (b) Vue zoomée de la sortie de l'injecteur swirlé pendant une acquisition de vélocimétrie laser. Le trajet des lasers est mis en évidence par des lignes discontinues. La zone de franges d'interférence se situe au croisement des deux faisceaux.	54
2.10	Photographie zoomée sur la sortie de l'injecteur du mono-injecteur lors d'une expérience de combustion. La géométrie du swirler apparaît en cartouche en bas de l'image.	55
2.11	(a) Domaine numérique complet du mono-injecteur. Les flèches bleues indiquent le sens de l'écoulement. La large zone bleue correspond à l'atmosphère; (b) Vue du domaine numérique centrée sur le plenum, l'injecteur swirlé et la chambre de combustion.	56
2.12	(a) Coupe axiale du maillage du mono-injecteur; (b) Coupe axiale du maillage zoomée sur le plenum, le swirler et la chambre de combustion. Les tailles caractéristiques de maille sont annotées en bleu.	57

2.13	Coupe axiale d'un champ moyenné et convergé d'un calcul non-réactif sur le mono-injecteur (au centre). Les courbes (à gauche et à droite) montrent les profils de vitesse axiale pour différentes hauteurs sur l'axe d'injection ($x = 0.5D, 1D, 2D$ et $5D$, où D est le diamètre de sortie du swirler). Les courbes continues correspondent aux résultats du calcul; les courbes en symboles correspondent aux données expérimentales issues de l'ADL. Les courbes noires représentent les champs moyennés; les courbes rouges représentent les fluctuations RMS.	59
2.14	Coupe axiale d'un champ moyenné et convergé d'un calcul non-réactif sur le mono-injecteur (au centre). Les courbes (à gauche et à droite) montrent les profils de vitesse azimutale pour différentes hauteurs sur l'axe d'injection ($x = 0.5D, 1D, 2D$ et $5D$, où D est le diamètre de sortie du swirler). Les courbes continues correspondent aux résultats du calcul; les courbes en symboles correspondent aux données expérimentales issues de l'ADL. Les courbes noires représentent les champs moyennés; les courbes rouges représentent les fluctuations RMS.	60
2.15	Coupe axiale d'un champ moyenné et convergé d'un calcul non-réactif sur le mono-injecteur (centre). Les courbes (gauche et droite) montrent les profils de vitesse axiale pour différentes hauteurs sur l'axe d'injection ($x = 0.5D, 1D, 2D$ et $5D$, où D est le diamètre de sortie du swirler). Les courbes continues noires montrent les résultats obtenus avec le raffinement de maillage standard (détaillé en sous-section 2.5.2); les courbes discontinues représentent les résultats obtenus avec un maillage plus fin ($\Delta x_{finer} = 0.75\Delta x$).	61
2.16	Cinq instants successifs d'une séquence d'allumage suite au dépôt d'une sphère de gaz chauds. Le front de flamme est représenté par une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$; l'isosurface bleue correspond au champ de vitesse $U = 20 \text{ m.s}^{-1}$	62
3.1	Axial slice of the computational domain. The black arrow symbolizes the air coflow.	67
3.2	Large view of the double-sector computational domain. The blue arrows indicate the direction of the flow. The large blue zone corresponds to the atmosphere.	67
3.3	A double-sector domain and matching cylindrical mesh slice. Δx corresponds to the size of the cell.	68
3.4	Cylindrical slice of the mean flow field colored by axial velocity on the double-sector geometry (blue : -25 m.s^{-1} ; white : null; red : $+25 \text{ m.s}^{-1}$).	69

3.5	Axial slice of the mean flow field colored by azimuthal velocity on the double-sector geometry at four different positions (respectively $x = 0.02$ (a), 0.05 (b), 0.06 (c) and 0.07 m (d)). The red color shows positive velocity values (fluid motion from right to left); the blue color shows negative velocity values (from left to right).	70
3.6	Time evolution of the numerical integrated heat release (solid line) and the experimental integrated light intensity (symbols) normalized by their respective maximum. The light grey area corresponds to reacting material outside the chamber, producing additional light intensity in the experiment. This is illustrated in the subfigure appearing as an inset.	71
3.7	Three instants in the ignition sequence, respectively corresponding to $t = 10$ (a), 20 (b) and 30 ms (c) for the operating point #2. Left : experimental data in the form of light intensity emitted by the flame during the light-round process (plotted in false colors, yellow and black corresponding, respectively, to the highest and lowest value of light intensity). Right : computation results for the same physical time. The flame front is outlined by an isosurface of the progress variable $\tilde{c} = 0.9$, and colored by the axial velocity (light yellow : -30 m.s ⁻¹ ; black : $+15$ m.s ⁻¹). Blue isosurfaces correspond to the velocity field $U = 25$ m.s ⁻¹ . Dashed lines represent the edges of the quartz walls.	72
3.8	Three instants of an ignition sequence, respectively 40 (a), 50 (b) and 65 ms (c). Same caption as in Fig. 3.7.	73
3.9	Three different values for the isosurface of the progress variable \tilde{c} (namely $\tilde{c} = 0.1$, $\tilde{c} = 0.5$ and $\tilde{c} = 0.9$) for the same instantaneous solution ($t = 30$ ms)	74
3.10	Flame fronts merging time as a function of the bulk velocity U_{bulk} . Red (case #1), blue (case #2) and green (case #3) symbols represent experimental data at three various conditions. The magenta stars stand for the time obtained from the LES calculations (case #2 and case #3 not presented in this chapter, respectively).	76
3.11	Volume integral of heat release rate per sector in the H+ part of the chamber (see Fig. 1.4 for designation of the sectors).	77
3.12	Transit time of the flame fronts as a function of azimuthal angle. Circle and plus symbols represent respectively experimental and numerical times; black and red colours stand respectively for H+ and H- (see Fig. 1.4 for designation of the sectors).	77
3.13	Two pressure signals retrieved from respectively sensors P1 and P4 (see Fig. 1.4 for designation of the sectors). Black : LES; Red : experiment.	79

3.14	Five instants of an ignition sequence. Left : Experimental images showing light intensity emitted by the flame during the process of light-round, and represented in false colors to improve visualization. Middle and right : Respectively F-TACLES and TFLES simulations. The flame fronts are represented by an isosurface of progress variable $\tilde{c} = 0.9$ for F-TACLES corresponding to an isosurface of temperature $\tilde{T} = 1781$ K for TFLES, both colored by axial velocity (light yellow : -30 m.s^{-1} ; black : $+15 \text{ m.s}^{-1}$). Blue isosurfaces correspond to the velocity field $U = 25 \text{ m.s}^{-1}$. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)	82
3.15	Time evolution of the integrated direct light emission (experiment) and reaction rate (simulations) : (a) integral of the reaction rate over the chamber volume for F-TACLES and TFLES (shifted 3 ms forward), (b) comparison of the three signals normalized by their respective maximal value.	84
3.16	Time evolution of the resolved flame surface areas for F-TACLES and TFLES (shifted 3 ms forward).	85
3.17	Transit time of the flame fronts as a function of azimuthal angle. Circle, blue X and red plus symbols represent respectively experimental, F-TACLES and TFLES times ; the error bar stands for the experimental variability.	86
4.1	Evolution de la surface de flamme résolue en fonction de la variable de progrès ($A_{res}(\tilde{c})$, représentée en cercle plein) pour 3 instants de simulation ((a) $t = 20$ ms, (b) $t = 30$ ms et (c) $t = 40$ ms). Les pointillés correspondent à l'intégrale de la surface résolue sur l'ensemble de l'intervalle de la variable de progrès $\int_0^1 A_{res}(\tilde{c})d\tilde{c}$. Le trait continu correspond à l'estimation de la surface de flamme par l'intégrale volumique $\int_{V_{cc}} \nabla\tilde{c} dV$.	92
4.2	(a) Surfaces de flamme résolue (traits discontinus), de sous-maille (pointillés) et totale (trait continu) en fonction du temps; (b) Evolution du facteur de plissement de sous-maille Ξ_{Δ} en fonction du temps (voir section 3.5.1 pour la définition de ce paramètre).	94
4.3	(a) Vue instantanée de la chambre annulaire. Les plans verticaux rouges correspondent à la surface de référence A_0 utilisée pour déterminer le plissement résolu de la flamme dont la formule est explicitée sous l'illustration; (b) Evolution du facteur de plissement résolu Ξ_{res} en fonction du temps. La partie grisée correspond aux phases de propagation en sphère puis en arche où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans.	94

4.4	Vue isométrique de la simulation numérique de la chambre MICCA à $t = 30$ ms. Les flammes sont représentées au moyen d'une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$ colorée en gris. Les étoiles bleues correspondent aux pointes avant des fronts (point de l'isosurface dont l'azimut est maximal); les étoiles rouges définissent les bords arrière des flammes (point de l'isosurface dont l'azimut est maximal à la hauteur $h = 0.18$ m, correspondant à 90% de la hauteur de chambre totale). Les traits discontinus symbolisent l'inclinaison des fronts de réaction par rapport à l'axe d'injection \boldsymbol{x}	96
4.5	(a) Schéma de la chambre en vue de dessus (même orientation et schématisation que pour la figure 1.4). Les grands cercles délimitent les parois latérales en quartz; les petits cercles marquent l'emplacement des injecteurs swirlés. Les lignes bleues correspondent au trajets respectifs des pointes avant des fronts gauche et droite; les lignes rouges symbolisent le parcours des bords arrière pour ces deux mêmes fronts; (b) Position projetée sur l'axe d'injection \boldsymbol{x} des pointes avant des fronts de la demi-chambre H- (cercles vides joints par une droite) et de la demi-chambre H+ (carrés pleins également joints par une droite) en fonction de l'angle d'azimut (de 0 deg. (secteur S0) à 180 deg. (secteur S8)).	97
4.6	Quatre instants successifs montrant la progression de la flamme (mise en évidence au moyen d'une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$). La figure donne la position de flamme au moyen d'une vue de dessus.	98
4.7	Quatre instants successifs montrant la progression de la flamme (mise en évidence au moyen d'une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$) en vue de dessus et latérale entre les secteurs S3 et S5.	99
4.8	Vue latérale de trois instants successifs ($t = 5$ ms, $t = 8$ ms et $t = 11$ ms) de la pointe avant du front de flamme de la demi-chambre H+. Les traits discontinus blancs repèrent la position sur l'axe d'injection \boldsymbol{x} de la pointe avant.	99
4.9	Schéma en vue de dessus de la chambre annulaire MICCA. L'isosurface grise correspond à la flamme. $\Delta\theta-$ et $\Delta\theta+$ définissent la différence d'angle azimutal entre le <i>leading point</i> (étoile bleue) et le <i>trailing point</i> (étoile rouge) pour respectivement la demi-chambre H- et la demi-chambre H+.	100

4.10	Différence d'angle azimutal entre la pointe avant et le bord arrière du front de flamme pour respectivement les demi-chambres H- ($\Delta\theta-$, trait continu bleu) et H+ ($\Delta\theta+$, trait continu rouge). Les traits discontinus de même couleur représentent la moyenne de ces quantités sur l'intervalle de temps (en millisecondes) $t \in [15; 40]$. Les traits discontinus noirs verticaux délimitent 3 sous-phases à la phase (III), notées respectivement (III)a, (III)b et (III)c.	101
4.11	Schéma en vue de dessus de la chambre annulaire MICCA. L'isosurface rouge correspond à la flamme. Les traits discontinus relient la pointe avant au centre de la chambre qui est confondu avec l'origine du repère (\mathbf{xyz}) et permettent la caractérisation d'un angle ($\theta-$ et $\theta+$ dont l'orientation pour chaque demi-chambre est donnée par la flèche arrondie). Les vecteurs vitesse $\mathbf{v}_{\theta-}$ et $\mathbf{v}_{\theta+}$ sont symbolisés par les flèches noires dont l'origine est la pointe avant.	102
4.12	Vitesse azimutale de la pointe avant (v_{θ}^{lp} , en rouge) et de l'écoulement au même point (v_{θ}^{flow} , en noir) : (a) pour la demi-chambre H-; (b) pour la demi-chambre H+.	103
4.13	Schéma des coupes axiale (en bleu) et cylindrique (en rouge) réalisées à la pointe avant (symbolisée par une étoile grise) sur lesquelles est projetée la vitesse azimutale (voir Fig. 4.14).	104
4.14	Champ de vitesse azimutale (bleu : -10 m.s^{-1} , rouge : $+10 \text{ m.s}^{-1}$) projeté sur respectivement le plan correspondant à la hauteur de la pointe avant (symbolisée par une étoile grise) pour trois instants ((a) $t = 20 \text{ ms}$, (c) $t = 30 \text{ ms}$ et (e) $t = 40 \text{ ms}$) et sur la coupe cylindrique passant par la pointe avant pour chaque instant ((b) $t = 20 \text{ ms}$, (d) $t = 30 \text{ ms}$ et (f) $t = 40 \text{ ms}$).	105
4.15	A gauche : vitesse azimutale de déplacement S_d au <i>leading point</i> (Eq. 4.7) (a) pour la demi-chambre H- et (c) pour la demi-chambre H+; à droite : densité de probabilité de la vitesse de déplacement au <i>leading point</i> (b) pour la demi-chambre H- et (d) pour la demi-chambre H+.	106
4.16	Evolution de la vitesse azimutale de l'écoulement au <i>leading point</i> de la demi-chambre H- pour 3 isosurfaces (bleu : $\tilde{c} = 0.1$; rouge : $\tilde{c} = 0.5$; noir : $\tilde{c} = 0.9$) en fonction de la position du <i>leading point</i> repérée par l'angle azimutal $\theta-$ (défini à la Fig. 4.11).	107
4.17	A gauche : vue en trois dimensions du domaine de calcul; la surface de couleur grise est une coupe cylindrique de rayon $R_{cyl} = (R_{ext} + R_{in})/2 = 0.175 \text{ m}$ et de hauteur $h = 0.18 \text{ m}$. A droite : le même cylindre, développé. Les traits discontinus de couleurs noire et blanche représentent respectivement les injecteurs des secteurs S0 et S8; les flèches blanches donnent le trajet des flammes.	108

4.18	Coupe cylindrique (voir Fig. 4.17) de la chambre MICCA colorée par la vitesse axiale u_x (bleu : -30 m.s^{-1} ; blanc : nulle ; rouge : $+30 \text{ m.s}^{-1}$). L'isoligne noire représente la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$	109
4.19	Vue isométrique de la chambre MICCA. La coupe cylindrique est effectuée selon la méthode expliqué à la Fig. 4.17, et colorée par le champ de vitesse axiale comme pour la Fig. 4.18. La flamme est représentée par une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$ et colorée en gris transparent. Les vecteurs noirs symbolisent l'orientation du champ de vitesse U de l'écoulement gazeux. . .	111
4.20	Coupe cylindrique (voir Fig. 4.17) de la chambre MICCA colorée par la vitesse azimutale v_θ (bleu : -20 m.s^{-1} ; blanc : nulle ; rouge : $+20 \text{ m.s}^{-1}$). L'isocontour noir représente la position de la flamme correspondant à une variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$	112
4.21	Champ de vitesse azimutale lors de l'allumage à $t = 30 \text{ ms}$ (voir Fig. 4.20d. Les traits discontinus schématisent le trajet des lignes de courant côté gaz frais (traits fins) et côté gaz brûlés (traits épais).	113
4.22	Gauche : projection de la vitesse azimutale sur une coupe en vue de dessus de la chambre annulaire à $t = 30 \text{ ms}$ à respectivement (a) $x = 0.045 \text{ m}$, (c) $x = 0.09 \text{ m}$ et (e) $x = 0.135 \text{ m}$ (voir la légende de la Fig. 4.20 pour les significations des palettes de couleur utilisées). Droite : la courbe noire représente le profil de vitesse azimutale extrait pour chaque hauteur au niveau des traits discontinus. Les traits discontinus rouges symbolisent la position du front de flamme. GF marque la position des gaz frais ; et identiquement pour GB et les gaz brûlés.	114
4.23	Evolution de la vitesse azimutale (traits continus) et de la variable de progrès (traits continus avec cercles) moyennées sur les plans situées à $+90$ degrés (secteur S4, rouge) -90 degrés (secteur S-4, bleu). La zone grisée correspond au passage de la flamme (pendant un temps Δt). Les traits discontinus symbolisent le saut de vitesse moyenne Δv entre les gaz frais et les gaz brûlés. . . .	115
4.24	Evolution de la surface couverte par respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18 \text{ m}$). Les traits discontinus verticaux séparent l'allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du présent chapitre).	116
4.25	Evolution du débit en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18 \text{ m}$) pour respectivement les gaz frais (bleu), les gaz brûlés (rouge), et le débit total (vert). Les traits discontinus symbolisent le débit nominal injecté. Les traits discontinus verticaux séparent l'allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du présent chapitre).	117

4.26	Evolution de la vitesse axiale moyenne en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18$ m) pour respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés (rouge). La courbe noire représentées en traits discontinus symbolisent la vitesse moyenne \bar{u} . Les traits discontinus verticaux séparent l'allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du présent chapitre).	118
4.27	Evolution de la pression moyenne en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18$ m) pour respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés (rouge). Les traits discontinus verticaux séparent l'allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du présent chapitre).	119
4.28	Vue directe du domaine numérique de la chambre MICCA. La surface grisée correspond au plan $x = 0.18$ m. Les traits continus noirs matérialisent la discrétisation angulaire utilisée pour effectuer les moyennes en sortie de domaine (voir Fig. 4.29).	120
4.29	Evolution en fonction de l'angle d'azimut de la vitesse axiale (traits continus) et de la densité (traits discontinus) au plan $x = 0.18$ m. L'orientation est la même que celle définie à la Fig. 4.17.	121
4.30	Synoptique du découpage en phase de l'allumage d'une chambre de combustion annulaire depuis le dépôt d'énergie jusqu'à l'état stationnaire allumé.	124
4.31	(a) Schéma des phases de l'allumage d'une chambre de combustion; (b) Schéma de l'allumage d'un unique injecteur.	125
4.32	Schémas des phases de l'allumage d'une chambre de combustion telles qu'elles ont été décrites au cours des chapitres 3 et 4 de ce manuscrit.	125
5.1	Volume de contrôle de gaz brûlés V_b de masse m_b utilisé pour les bilans présentés en section 5.2 délimité par les fronts de flamme de surface A_f , le fond de chambre, le plan de sortie des tubes en quartz et les parois constituées par ces tubes.	129
5.2	Evolution du débit de gaz brûlés à travers respectivement le plan de sortie (trait continu) et le fond de chambre (traits discontinus) durant l'allumage circulaire. Les échelles utilisées dans les deux figures sont différentes.	135
5.3	Evolution de la vitesse absolue moyennée sur la surface de flamme résolue $\{S_a\}_{res}$ lors de l'allumage circulaire.	136

5.4	Evolution de la vitesse absolue turbulente S_a^T lors de l'allumage circulaire. La partie grisée correspond aux phases (I) et (II) de l'allumage circulaire (voir section 3.4.1 du chapitre 3) où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans se propageant dans l'espace annulaire. Les traits discontinus horizontaux symbolisent la vitesse absolue turbulente moyenne sur la phase (III) de l'allumage (soit $S_a^T \simeq 12 \text{ m.s}^{-1}$). Les traits discontinus verticaux marquent les différentes phases de l'allumage circulaire (voir la conclusion du chapitre 4).	138
5.5	(a) Evolution des contributions des termes de l'équation 5.41. $\Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_\Delta\}_{res} S_l^0$ est représenté en trait continu épais ; $\Xi_{res} \frac{\dot{m}_b^{out}}{\rho_b A_{res}}$ est symbolisé par des traits discontinus épais. Les traits fins correspondent aux régressions linéaires de chaque courbe entre $t = 15 \text{ ms}$ et $t = 45 \text{ ms}$; (b) Evolution du terme $\frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_\Delta\}_{res} S_l^0$ de l'équation 5.41 sans le plissement résolu Ξ_{res} en facteur.	139
5.6	Schéma simplifié du volume de contrôle de la Fig. 4.3a pour les phases (I) et (II) de la propagation. Les surfaces bleues représentent les gaz frais ; la surface rouge matérialise le front de flamme. Les notations utilisées dans la section 5.3 sont rassemblées sur cette figure.	141
5.7	Evolution en sortie de chambre annulaire pour les phases (I) et (II) de l'allumage circulaire : (a) du débit de gaz frais issu de la simulation numérique (trait continu) et modèle (Eq. 5.47 traits discontinus) ; (b) de la vitesse axiale moyenne des gaz frais issue de la simulation numérique (trait continu) et modèle (Eq. 5.48 traits discontinus). La partie grisée correspond aux phases (III), (IV) et (V) de l'allumage circulaire où les équations 5.47 et 5.48 ne sont pas applicables.	142
5.8	Evolution au cours du temps pour la phase (I) de l'allumage circulaire : (a) du facteur de plissement résolu Ξ_{res} ; (b) de la vitesse absolue turbulente S_a^T . La zone grisée correspond aux phases de l'allumage où la surface de référence A_0 ne peut être assimilée à une sphère.	144
5.9	Schéma simplifié du volume de contrôle de la Fig. 4.3a. Les surfaces bleues représentent les gaz frais ; la surface grise symbolise les gaz brûlés ; les surfaces rouges matérialisent les fronts de flamme. Les notations utilisées dans la section 5.3 sont rassemblées sur cette figure.	145

5.10	Même légende que la Fig. 4.25. Les traits discontinus représentent l'approximation pour le débit total de gaz (courbe verte); les pointillés symbolisent le débit nominal. La partie grisée correspond aux phases (I) et (II) de l'allumage circulaire (voir section 3.4.1 du chapitre 3) où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans se propageant dans l'espace annulaire.	146
5.11	Même légende que la Fig. 4.24. Les traits discontinus représentent les modèles pour les gaz brûlés (courbe rouge) et les gaz frais (courbe bleu).	148
5.12	Evolution des différents termes du bilan de quantité de mouvement appliqué à la chambre annulaire. La signification de chaque terme est donnée en Eq. 5.61.	149
5.13	Evolution sur la phase (III) de l'allumage circulaire des termes exacts du bilan de quantité de mouvement issus de la simulation numérique (courbes noires) et leur modèle respectif (courbes rouges). (a) et (b) Termes instationnaires sur les volumes de gaz respectivement frais et brûlés; (c) et (d) Flux en sortie sur les surfaces de gaz respectivement frais et brûlés; (e) Flux total en entrée. La partie grisée correspond aux phases (I) et (II) qui ne font pas l'objet d'une modélisation dans cette section.	152
5.14	(a) Evolution de la pression moyenne sur le plan de sortie A^{out} (trait continu) et sur le plan d'entrée (traits discontinus); (b) Evolution de la différence entre la pression moyenné sur le plan de sortie de la chambre p^{out} et la pression moyenné sur le fond de chambre p^{in}	153
5.15	Régressions linéaires sur chaque sous-phase (traits discontinus rouges) pour le plissement total Ξ_{tot} représenté en trait continu noir.	156
5.16	(a) $\Delta p = p^{out} - p^{in}$ issue de la simulation numérique pour l'ensemble de la phase (III); (b) Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.72 et du Δp montré en (a). Les traits discontinus verticaux noirs marquent le changement de sous-phase. Les parties grisées correspondent aux phases de l'allumage circulaire non représentées par le modèle.	157
5.17	(a) Modèle $\Delta p = 0$ pour l'ensemble de la phase (III) (traits discontinus rouges); (b) Même légende que la Fig. 5.16b.	158
5.18	(a) Modèle $\Delta p = 0$ pour les phases (III)a et (III)c et $\Delta p = -20$ Pa pour la phase (III)b (traits discontinus rouges); (b) (b) Même légende que la Fig. 5.16b.	159

5.19	(a) Modèles issus d'une régression linéaire sur la phase (III)a (traits discontinus rouges) et d'une régression d'ordre élevé sur les phases (III)b et (III)c (trait continu fin noir); (b) Même légende que la Fig. 5.16b.	159
5.20	Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.72 avec les coefficients correcteurs unitaires $\alpha_j = 1$. La différence de pression Δp est modélisée par les régressions définies à la Fig. 5.19a.	160
5.21	Evolution des différents termes de l'équation différentielle pour S_a^T pour les phases (a) (III)a, (b) (III)b et (c) (III)c. La signification de chaque contribution est donnée en Eq. 5.73.	161
5.22	Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.72, en négligeant le terme $\frac{dS_a^T}{dt}$ de l'équation différentielle. La différence de pression Δp est modélisée par les régressions définies à la Fig. 5.19a.	163
5.23	Schéma simplifié de l'écoulement à contre-courant lors de l'allumage circulaire. Les surfaces bleues représentent les gaz frais; les surfaces grises marquent la position des gaz brûlés; les surfaces rouges matérialisent les fronts de flamme; les surfaces vertes correspondent aux surfaces constituées uniquement de gaz frais juste en amont des fronts de flamme. Les larges flèches noires symbolisent l'écoulement à contre-courant. Les notations utilisées dans la section 5.4.2 sont rassemblées sur cette figure.	164
5.24	Schéma en deux dimensions de l'écoulement à contre-courant lors de l'allumage circulaire. Les lignes de courant sont symbolisées par des traits fins continus; les traits discontinus symbolisent le secteur S8 assimilable au plan de stagnation de l'écoulement à contre-courant.	165
5.25	(a) Profil de vitesse axiale à $t = 30$ ms (trait continu noir) et régression linéaire (traits discontinus rouges) donnant le coefficient α_{u_X} ; (b) Profil de vitesse azimutale au même instant donnant le coefficient α_{u_Y}	166
5.26	Comparaison entre les deux coefficients α_{u_X} , α_{u_Y} , leur moyenne $\overline{\alpha_u}$ et le coefficient issu de l'équation 5.81 α_u^{cf} pour l'ensemble des phases (III)a et (III)b.	168
5.27	Différence de pression Δp pour la simulation numérique (trait continu fin), la régression d'ordre élevé (trait continu épais) et l'équation 5.83 (traits discontinus épais).	169

5.28	Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.72, en négligeant le terme $\frac{dS_a^T}{dt}$ de l'équation différentielle. La différence de pression Δp est modélisée par l'équation 5.83.	170
5.29	Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.84.	171
5.30	Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.85.	173
5.31	Même légende que la Fig. 5.30 en prenant le résultat initial du solveur de système non-linéaire comme condition initiale de l'équation différentielle sur S_a^T	174
5.32	Evolution de la vitesse absolue turbulente S_a^T prédite par le modèle pour la deuxième simulation numérique (traits discontinus rouges) et les données issues de la LES (trait continu noir). . .	177
5.33	Evolution de la vitesse absolue turbulente initiale $S_a^T(t_0)$ estimée par le modèle en fonction de la vitesse débitante U_{bulk}	178
5.34	Temps caractéristique de propagation des fronts de flamme. Les cercles, diamants, triangles et carrés correspondent aux données expérimentales; les étoiles symbolisent les données issues de la simulation numérique; les traits discontinus représentent les données issues du modèle.	179
5.35	Schémas des phases de l'allumage d'une chambre de combustion telles qu'elles ont été décrites au cours des chapitres 3 et 4 de ce manuscrit.	183
A.1	Trois instants successifs d'une séquence d'allumage, correspondant respectivement à $t = 10$ (a), 20 (b) et 30 ms (c) pour le point de fonctionnement #3. Gauche : données expérimentales sous la forme d'intensité lumineuse émise par la flamme durant le processus d'allumage circulaire (représentée en fausses couleurs, le jaune et le noir correspondant respectivement à la plus haute et la plus basse valeur d'intensité lumineuse). Droite : résultats de simulation numérique au même instant. Le front de flamme est mise en exergue par une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$, et colorée par la vitesse axiale (jaune : -30 m.s^{-1} ; noir : $+15 \text{ m.s}^{-1}$). Les isosurfaces bleues correspondent au champ de vitesse de l'écoulement $U = 25 \text{ m.s}^{-1}$	188
A.2	Trois instants successifs d'une séquence d'allumage, correspondant respectivement à $t = 35$ (a), 40 (b) et 50 ms (c). Même légende que pour la Fig. A.1.	189

A.3	Time evolution of the numerical integrated heat release (solid line). The phases of the light-round process are delineated by the vertical dashed lines.	190
A.4	(a) Surfaces de flamme résolue (traits discontinus), de sous-maille (pointillés) et totale (trait continu) en fonction du temps ; (b) Evolution du facteur de plissement de sous-maille Ξ_{Δ} en fonction du temps (voir section 3.5.1 pour la définition de ce paramètre).	190
A.5	Evolution du facteur de plissement résolu Ξ_{res} en fonction du temps. La partie grisée correspond aux phases de propagation en sphère puis en arche où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans.	191
A.6	(a) Schéma de la chambre en vue de dessus (même orientation et schématisation que pour la figure 1.4). Les grands cercles délimitent les parois latérales en quartz ; les petits cercles marquent l'emplacement des injecteurs swirlés. Les lignes bleues correspondent au trajets respectifs des pointes avant des fronts gauche et droite ; les lignes rouges symbolisent le parcours des bords arrière pour ces deux mêmes fronts ; (b) Position projetée sur l'axe d'injection \boldsymbol{x} des pointes avant des fronts de la demi-chambre H- (cercles vides joints par une droite) et de la demi-chambre H+ (carrés pleins également joints par une droite) en fonction de l'angle d'azimut (de 0 deg. (secteur S0) à 180 deg. (secteur S8)).	191
A.7	Différence d'angle azimutal entre la pointe avant et le bord arrière du front de flamme pour respectivement les demi-chambres H- ($\Delta\theta-$, trait continu bleu) et H+ ($\Delta\theta+$, trait continu rouge). Les traits discontinus noirs verticaux délimitent 3 sous-phases à la phase (III), notées respectivement (III)a, (III)b et (III)c.	192
A.8	Vitesse azimutale de la pointe avant (v_{θ}^{lp} , en rouge) et de l'écoulement au même point (v_{θ}^{flow} , en noir) : (a) pour la demi-chambre H- ; (b) pour la demi-chambre H+.	192
A.9	A gauche : vitesse azimutale de déplacement S_d au <i>leading point</i> (Eq. 4.7) (a) pour la demi-chambre H- et (c) pour la demi-chambre H+ ; à droite : densité de probabilité de la vitesse de déplacement au <i>leading point</i> (b) pour la demi-chambre H- et (d) pour la demi-chambre H+.	193
A.10	Coupe cylindrique (voir Fig. 4.17) de la chambre MICCA colorée par la vitesse axiale u_x (bleu : -30 m.s^{-1} ; blanc : nulle ; rouge : $+30 \text{ m.s}^{-1}$). L'isoligne noire représente la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$	194

A.11 Coupe cylindrique (voir Fig. 4.17) de la chambre MICCA colorée par la vitesse azimutale v_θ (bleu : -20 m.s^{-1} ; blanc : nulle ; rouge : $+20 \text{ m.s}^{-1}$). L'isocontour noir représente la position de la flamme correspondant à une variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$	195
A.12 Evolution de la surface couverte par respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18 \text{ m}$). Les traits discontinus verticaux séparent l'allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du chapitre 4).	196
A.13 Evolution du débit en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18 \text{ m}$) pour respectivement les gaz frais (bleu), les gaz brûlés (rouge), et le débit total (vert). Les traits discontinus verticaux séparent l'allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du chapitre 4).	196
A.14 Evolution de la vitesse axiale moyenne en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18 \text{ m}$) pour respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés (rouge). La courbe noire représentées en traits discontinus symbolisent la vitesse moyenne \bar{u} . Les traits discontinus verticaux séparent l'allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du chapitre 4). . .	197
A.15 Evolution en fonction de l'angle d'azimut de la vitesse axiale (traits continus) et de la densité (traits discontinus) au plan $x = 0.18 \text{ m}$. L'orientation est la même que celle définie dans la Fig. 4.17.	198
A.16 Evolution du débit de gaz brûlés à travers respectivement le plan de sortie (trait continu) et le fond de chambre (traits discontinus) durant l'allumage circulaire. Les échelles des deux figures sont différentes.	199
A.17 Evolution de la vitesse absolue moyennée sur la surface de flamme résolue $\{S_a\}_{res}$ lors de l'allumage circulaire.	199
A.18 Evolution de la vitesse absolue turbulente sur la surface de flamme résolue S_a^T lors de l'allumage circulaire. La partie grisée correspond aux phases (I) et (II) de l'allumage circulaire (voir section 3.4.1 du chapitre 3) où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans se propageant dans l'espace annulaire. Les traits discontinus horizontaux symbolisent la vitesse absolue turbulente moyenne sur la phase (III) de l'allumage (soit $S_a^T \simeq 12 \text{ m.s}^{-1}$). Les traits discontinus verticaux marquent les différentes phases de l'allumage circulaire (voir la conclusion du chapitre 4). . . .	200
B.1 Schéma d'une flamme laminaire non-étirée.	201
B.2 Schéma d'une flamme sphérique.	203

Introduction

On considère généralement que l'homme a maîtrisé le feu il y a un demi million d'années, mais la capacité à allumer le feu est bien plus récente puisqu'elle daterait seulement de 30 000 ans. La compréhension scientifique des mécanismes d'allumage est encore plus récente puisqu'il a fallu attendre les découvertes de Lavoisier pour donner des bases fondamentales à la chimie et les travaux de nombreux savants comme Mallard, Le Chatelier, Berthelot, Vieille pour poser les bases de la théorie de la combustion et bien d'autres encore pour faire progresser la théorie et traiter des problèmes complexes rencontrés dans ce domaine. On dispose à présent d'un ensemble de connaissances fondamentales très important sur une grande variété de sujets comme la cinétique chimique de la combustion, la structure et la vitesse de propagation des flammes laminaires, la structure des flammes turbulentes, les mécanismes d'interaction entre la combustion et la turbulence, les flammes formées par des brouillards de gouttes (*sprays* en anglais), la dynamique des flammes, etc. La science de la combustion a aussi progressé avec le développement des méthodes de calcul sur ordinateur. Les avancées des moyens informatiques, la croissance des ressources de calcul et les développements du calcul parallèle ont eu un impact considérable sur le type de problèmes qu'il était possible d'envisager. Grâce au calcul parallèle on sait désormais traiter des questions qui ne pouvaient être envisagées avec les moyens limités d'autrefois. Au niveau expérimental aussi, les progrès ont notamment été associés au développement des moyens d'investigation optiques et des technologies laser. On dispose maintenant de caméras numériques rapides qui peuvent réaliser des prises d'images à une cadence pouvant aller jusqu'à la dizaine de kiloHertz.

La thèse présentée ici s'inscrit dans l'objectif général de développement des connaissances avec comme objectif l'analyse des phénomènes qui définissent l'allumage dans des configurations annulaires typiques des turbines à gaz ou des moteurs aéronautiques. Ce problème est abordé notamment au moyen d'une expérimentation sur un système de laboratoire conçu au cours de la période récente (le banc MICCA du laboratoire EM2C, CNRS) et d'outils de calcul à haute performance, dans le cas présent le code de simulation aux grandes échelles AVBP. La combinaison des données d'essais et des calculs permet de valider les méthodes de calcul et d'analyser de façon détaillée le mécanisme d'allumage. On va décrire plus loin la structure de la thèse mais il faut au

préalable situer le sujet abordé par rapport aux nombreux travaux qui traitent d'allumage.

L'allumage est une des grandes questions de la combustion. Il s'agit de connaître les mécanismes et les conditions qui vont permettre l'allumage. Il y a un très grand nombre de configurations d'intérêt. Il est naturel de distinguer les situations dans lesquelles les réactifs sont initialement prémélangés et celles dans lesquelles ils sont séparés. Dans ces deux situations on considère des configurations d'auto-allumage dans lesquelles les réactions chimiques sont initiées dans le système par une élévation de la température du milieu et des configurations dans lesquelles l'allumage est induit par un moyen extérieur comme une étincelle électrique ou un contact avec une paroi à haute température ou un dépôt d'énergie dirigée comme celle d'un claquage laser (voir [Bradley et al. \(2004\)](#); [Cardin et al. \(2013\)](#)). Il est utile de rappeler deux résultats théoriques parmi la très grande variété de connaissances disponibles.

Le problème de l'auto-allumage d'un prémélange est une question classique sur le plan théorique dont l'analyse conduit notamment au mécanisme d'emballlement thermique. Ce point peut être étudié en faisant quelques hypothèses simplificatrices au moyen des méthodes asymptotiques utilisant la notion de grande énergie d'activation. Le cas le plus simple consiste à traiter une réaction à une étape entre un combustible F et un oxydant O :



avec un taux de réaction défini par une loi d'Arrhenius :

$$\dot{w} = BC_O C_F \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right) \quad (2)$$

où B, C_O, C_F, E_a, R, T désignent respectivement le facteur pré-exponentiel, les concentrations d'oxydant et de combustible, l'énergie d'activation, la constante universelle des gaz parfaits et la température. Les concentrations sont facilement déduites des fractions massiques Y_O et Y_F au moyen des expressions suivantes $C_O = \rho Y_O / W_O$ et $C_F = \rho Y_F / W_F$ où W_O et W_F sont les masses molaires des réactifs. En supposant que les nombres de Lewis de toutes les espèces sont égaux à un on peut montrer que le problème peut être complètement représenté au moyen d'un bilan d'énergie. On peut alors déduire l'évolution de la température et montrer que l'allumage s'effectue suivant une loi logarithmique dans laquelle l'incrément de température $T_1 = (T - T_0)(E_a / RT_0)$ est donné par une expression de la forme :

$$\frac{T_1}{T_0} \simeq -\ln\left(1 - \frac{t}{\tau_i}\right) \quad (3)$$

Le temps caractéristique τ_i qui apparaît dans cette expression est le délai d'al-

lumage dont l'expression théorique a pour forme :

$$\tau_i = \frac{RT_0}{E_a} \frac{c_p T_0}{QB\rho} \frac{W_O W_F}{Y_{F0} Y_{O0}} \exp\left(\frac{E_a}{RT_0}\right) \quad (4)$$

où Q désigne la chaleur de réaction et Y_{F0}, Y_{O0} représentent les valeurs des fractions massiques dans les conditions initiales du mélange. L'expression précédente indique que le délai d'allumage diminue exponentiellement lorsque la température T_0 augmente. On peut montrer que le délai d'allumage par emballement thermique est sensiblement plus court que le temps caractéristique de la réaction chimique définie précédemment en l'absence d'élévation de température. Cette analyse de l'auto-allumage fait apparaître la notion fondamentale de délai d'allumage, une question qui est centrale dans toutes les analyses de l'allumage. La durée en temps du phénomène est une donnée essentielle dans beaucoup d'applications.

L'allumage au moyen d'une source extérieure comme une étincelle est aussi une question classique. On traite d'abord le cas d'un prémélange dans lequel on dépose une certaine quantité d'énergie et on souhaite déterminer la quantité d'énergie minimale pour que l'allumage ait lieu. Une deuxième question est celle de la taille du volume initial de gaz chaud qu'il faut générer pour que le processus d'allumage puisse se développer. La théorie montre que l'énergie minimum nécessaire est donnée par l'expression suivante :

$$E_{min} = \frac{4}{3}\pi r_f^3 \rho c_p (T_b - T_u) \quad (5)$$

où r_f est un rayon critique qui proportionnel à l'épaisseur de flamme δ pour le mélange considéré. On peut estimer ce rayon critique en prenant typiquement $\delta = \alpha/S_l^0$ où $\alpha = \lambda/\rho c_p$ désigne la diffusivité thermique dans le mélange et S_l^0 est la vitesse de combustion laminaire. On peut alors donner r_f sous la forme $r_f = \beta\delta$ et déduire :

$$E_{min} = \beta^3 \frac{4}{3}\pi \left(\frac{\alpha}{S_l^0}\right)^3 \rho c_p (T_b - T_u) \quad (6)$$

On peut déduire de cette expression la dépendance de l'énergie minimum par rapport à la température initiale et à la pression ambiante.

Les deux situations précédentes sont idéalisées par rapport aux configurations d'allumage réelles. Dans les situations pratiques, on trouve notamment des conditions d'écoulement très variées au voisinage du point où va s'effectuer l'allumage. L'écoulement est dans beaucoup de cas très turbulent et les fluctuations associées auront un impact important sur la poursuite du processus. On trouve aussi beaucoup de configurations dans lesquelles les réactifs ne sont pas prémélangés et il faut pour que l'allumage ait lieu que le dépôt d'énergie

s'effectue en un endroit où l'écoulement réalise un mélange qui pourra permettre un allumage. Très souvent aussi, l'allumage est induit dans un milieu dans lequel l'un des réactifs se trouve sous forme d'un liquide dispersé dans un brouillard de gouttes. On doit donc traiter des situations dans lesquelles la complexité augmente et on peut effectivement s'appuyer sur une littérature abondante qui traite des multiples aspects décrits dans ce qui précède. On peut par exemple trouver beaucoup d'éléments sur les facteurs qui déterminent l'énergie d'allumage (Beduneau et al. (2003); Champion et al. (1986); Kurdyumov et al. (2004)), les effets de l'écoulement au voisinage de la bougie (Baum and Poinso (1995); Kelley et al. (2009); Eyssartier et al. (2011)), les effets associés à la cinétique chimique (Ko et al. (1991); Ko et al. (1991)), ou à la pression (Sloane (1992)). L'allumage en écoulement turbulent a été étudié dans de nombreuses situations et notamment dans les configurations qui prévalent dans les moteurs à allumage commandé (Granet et al. (2012); Kravchik and Sher (1994); Vermorel et al. (2009); Mounaïm-Rousselle et al. (2013)). Les modèles d'allumage développés pour les situations laminaires ont été étendus pour prendre en compte les conditions d'écoulement qui sont en général turbulentes et pour traiter des effets convectifs au voisinage de la bougie d'allumage.

Le phénomène d'auto-allumage est aussi très largement étudié notamment dans le contexte des moteurs diesel. On trouve aussi maintenant beaucoup d'applications de la simulation aux grandes échelles pour analyser la dynamique de l'allumage dans les moteurs à allumage commandé avec notamment des calculs cycle à cycle qui permettent de représenter la variabilité cyclique observée dans les moteurs à combustion interne.

On va s'intéresser dans toute la suite de l'étude à l'allumage dans une géométrie qui se rapproche de celle des foyers de turbines à gaz ou de moteurs d'avion. Dans ces configurations qui sont majoritairement annulaires l'allumage est un processus critique. Dans ces systèmes de combustion continue l'allumage permet d'initier le fonctionnement du système en toute sécurité et la combustion une fois établie peut s'entretenir sans source extérieure. Les bougies qui servent à produire l'étincelle initiale ne sont pas utilisées en continu comme dans les moteurs à allumage commandé. Elles servent néanmoins lors d'une extinction de la flamme pour rallumer la combustion et retrouver un régime nominal de fonctionnement.

La procédure d'allumage doit conduire de façon fiable à une flamme stabilisée, tout en produisant un pic de pression minimal. On souhaite généralement éviter l'extinction accidentelle lors de l'allumage et assurer que tous les injecteurs sont tous initiés par le processus d'allumage circulaire. Dans les applications aéronautiques, la capacité à rallumer à haute altitude fait partie du processus de certification des moteurs. Dans les moteurs d'avion, l'allumage est habituellement réalisé avec un couple de bougies d'allumage, situées de façon diamétralement opposée dans le foyer, et on peut distinguer trois grandes phases dans la séquence d'allumage (illustrées à la Fig. 1, voir Lefebvre (1998)) :

– (A) Un dépôt de l'énergie au moyen d'une décharge sous la forme d'une

- étincelle électrique. Cette décharge initiale génère un noyau de gaz chauds.
- (B) L’expansion du noyau initial s’effectue en même temps que des réactions chimiques se développent dans le volume chauffé par l’étincelle. Le noyau crée une flamme qui se stabilise au voisinage de l’injecteur situé dans le voisinage de l’allumeur.
 - (C) La propagation circulaire des flammes produites par l’allumeur à partir du noyau initial et de la zone de combustion formée au voisinage de l’allumeur. Les flammes se propagent dans le sens horaire et anti-horaire à l’intérieur de l’espace annulaire et initient progressivement la combustion au niveau de tous les injecteurs disposés dans le fond de chambre.

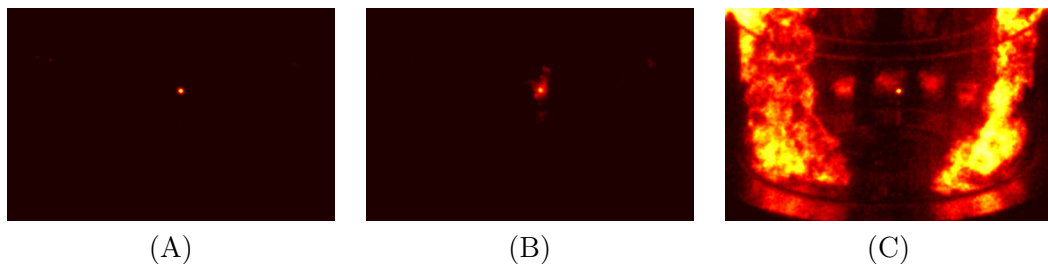


FIGURE 1 – Photographies illustrant les trois phases (respectivement (A), (B) et (C)) de l’allumage d’une chambre de combustion annulaire.

Lorsque ces trois phases sont terminées, le moteur peut être accéléré pour atteindre les conditions de fonctionnement nominales mais il faut cependant vérifier que la combustion est bien stabilisée sur tous les injecteurs et que l’énergie dégagée est suffisamment proche de celle qui est attendue.

On traite dans la suite de l’étude de la dynamique des flammes au cours des phases (B) et (C). Le problème est analysé ici à l’aide d’expériences sur un nouveau moyen d’essai de laboratoire et de calculs à haute performance réalisés dans le cadre de la simulation aux grandes échelles.

A ce stade, il est intéressant de dresser un bref état de l’art de l’application de la LES aux problèmes transitoires et notamment de passer en revue les travaux qui portent sur l’allumage (nous avons déjà cité plus haut des travaux réalisés pour représenter les cycles dans les moteurs à allumage commandé). Les simulations aux grandes échelles ont déjà donné des résultats fiables dans de nombreuses configurations. On trouve principalement des calculs dans des géométries comportant un injecteur unique (Ahmed and Mastorakos (2006); Ahmed et al. (2007); Mastorakos (2009); Cordier et al. (2012)). Des calculs d’allumage et de retour de flamme (*flashback* en anglais) sont réalisés très souvent dans des configurations de laboratoires ou pour des flammes simples (Sommerer et al. (2004)). L’allumage d’un seul secteur d’une turbine à gaz est décrit par exemple par Jones and Tyliczack (2010). Le cas particulier d’un allumage circulaire dans un foyer annulaire est traité dans un travail pionnier réalisé au CERFACS par Boileau et al. (2008), dont quelques vues instantanées sont disponibles à

la Fig. 2. Ce calcul traite de l’allumage complet d’un foyer annulaire dont la géométrie est proche de celles que l’on trouve dans les turbines à gaz pour hélicoptères. Le calcul est effectué en tenant compte de toutes les complexités de ce type de foyer et notamment celle de l’injection de carburant sous forme liquide. Ce calcul unique démontre que la simulation aux grandes échelles peut être employée pour traiter de problèmes de combustion industrielle. Le calcul a été validé qualitativement, mais il reposait sur un ensemble d’hypothèses et de simplifications, et les données expérimentales n’étaient pas disponibles pour des comparaisons directes entre les structures de flammes déterminées numériquement et les structures des flammes réelles.

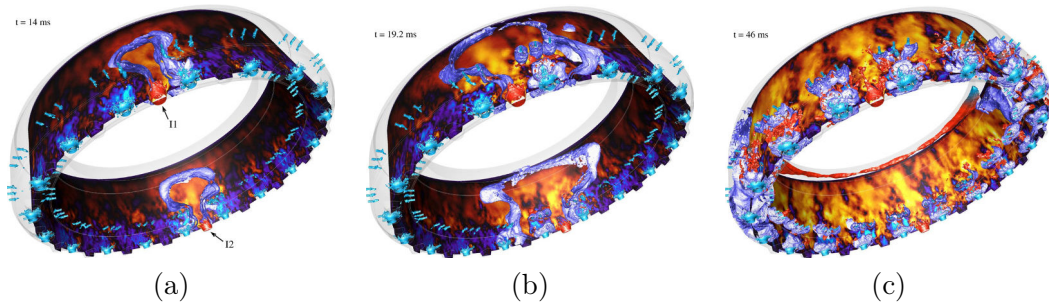


FIGURE 2 – *Trois instants successifs (a) $t = 14$ ms, (b) $t = 19.2$ ms et (c) $t = 46$ ms de la simulation numérique de l’allumage d’une chambre de combustion industrielle (voir Boileau et al. (2008)).*

L’objectif de la présente étude est de reprendre ce type de simulation à l’aide de modèles de combustion améliorés et de procéder à des calculs dans une configuration bien contrôlée. On a choisi à cet effet de considérer une situation d’injection parfaitement prémélangée qui élimine les difficultés et les complexités supplémentaires associées à l’injection diphasique mais ce type de simulation plus complexe pourra être envisagé ultérieurement. En terme de ressources de calcul, l’association PRACE (*Partnership for Advanced Computing in Europe*) est vivement remerciée pour l’attribution de 15 millions d’heures de calcul sur les noeuds Curie-TN basés en France au TGCC.

Un des atouts de l’étude présentée ici est la capacité de confrontation entre les résultats de calcul et les résultats d’essais. Cette capacité est récente. Ce type de comparaison a également été réalisé lors d’un travail collaboratif récent entre le CORIA et le CERFACS (voir Barré et al. (2014)). Cependant la géométrie d’étude est limitée à un maximum de cinq injecteurs et l’aspect annulaire n’est pas reproduit car les injecteurs sont placés en ligne. Une photographie du dispositif expérimental et une vue instantanée de la simulation numérique de l’allumage linéaire sont disponibles aux Figs. 3a-b.

On profite dans le cas de la présente thèse du développement récent d’un foyer annulaire de laboratoire désigné sous le nom de MICCA (pour “Multiple-Injector Combustor for Combustion dynamics Analysis”) et exploité au labo-

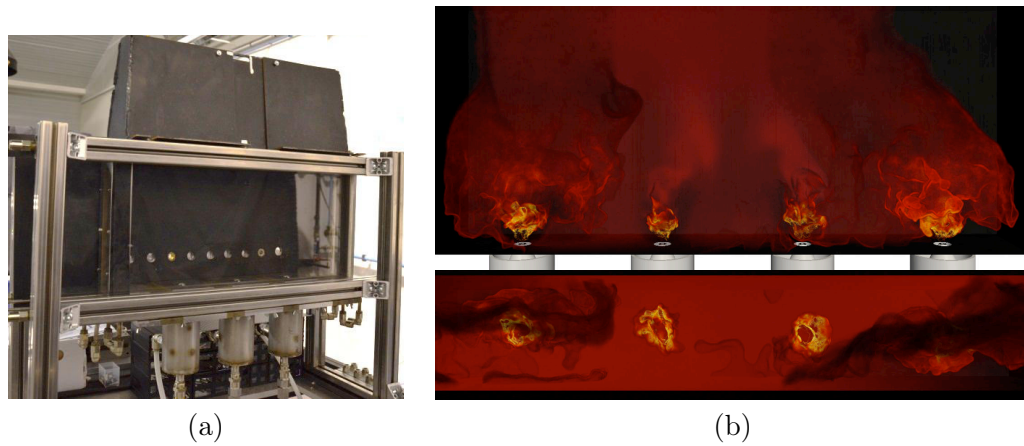


FIGURE 3 – (a) Photographie du dispositif expérimental pour l'étude de l'allumage au CORIA ; (b) Simulation numérique aux grandes échelles de l'allumage du même dispositif.

ratoire EM2C, CNRS. Une photographie du dispositif en fonctionnement est disponible à la Fig. 4. La géométrie de MICCA est caractérisée par des dimensions semblables à celle des foyers industriels. MICCA comporte 16 injecteurs swirlés assurant une stabilisation aérodynamique de la flamme. Le système est évidemment simplifié par rapport à une configuration réelle mais il en possède les caractéristiques principales. MICCA possède notamment des parois latérales en quartz donnant un accès optique direct ce qui permet des visualisations de la flamme au moyen d'une caméra CCD intensifiée à grande cadence de prise d'images. On peut ainsi réaliser des comparaisons entre les flammes calculées et les données expérimentales. Le brûleur fonctionne à la pression ambiante et la puissance thermique est limitée. Cependant, la puissance thermique correspondant à l'un des cas étudié ici est seulement quelques fois inférieure à la puissance d'une chambre de combustion d'hélicoptère typique de taille similaire dans les conditions d'allumage.

L'écoulement est entièrement turbulent et l'injection est réalisée par des injecteurs swirlés avec un nombre de swirl typique de ceux qu'on trouve en pratique, on peut penser que le mécanisme de propagation de la flamme devrait être représentatif de celui trouvé dans une chambre de combustion du moteur aéronautique réelle. Comme les données expérimentales sur des configurations annulaires sont rares, celles qui sont obtenues ici permettent une validation de la méthodologie de calcul. L'accès optique procuré par MICCA est un atout important de cette configuration. Un autre système annulaire a été développé indépendamment par [Worth and Dawson \(2013\)](#) pour étudier la dynamique de la combustion et plus spécialement les conditions d'un couplage entre la combustion et les modes azimutaux de la chambre mais cette configuration fournit un accès optique plus limité. L'étude est réalisée dans des conditions pûrement prémélangées dans un souci de simplification. Cela définit une configuration re-



FIGURE 4 – Photographie de la chambre de combustion MICCA en cours de fonctionnement.

lativement simple mais dispose déjà de la complexité d'un écoulement turbulent formé par un système multi-injecteurs.

L'allumage a déjà été étudié de façon systématique sur MICCA ([Bourgouin et al. \(2013\)](#)) et il a été montré qu'il était reproductible et que l'analyse des séquences obtenues pouvait fournir des informations précieuses. Certains résultats d'allumage sont également signalés dans [Bach et al. \(2013\)](#). On peut cependant dès à présent noter une différence avec les expériences décrites plus loin : le délai d'allumage augmente à mesure que la vitesse d'écoulement est augmentée alors que c'est l'effet inverse qui est trouvé dans nos essais sur le banc MICCA.

Pour suivre la propagation de la flamme sur une plus longue période de temps, une seule étincelle électrique est utilisée pour initier l'allumage. Le défi est de prédire avec précision l'interaction entre la flamme et l'écoulement et reproduire avec précision la dynamique de la flamme dans les phases (B) et (C) de l'allumage circulaire observé dans l'expérience.

A cet effet, la propagation d'un front de flamme turbulent dans des conditions parfaitement prémélangées est un élément central de cette étude dont il convient de donner quelques définitions et notations (voir [Poinsot et al. \(1992\)](#); [Trouvé and Poinsot \(1994\)](#)).

La figure 5 donne les principales notations utilisées. La flamme est décrite comme une discontinuité mince définie par une isosurface de θ , où θ représente n'importe quelle quantité caractérisant la position de la flamme (i.e. la température, la fraction massique de combustible, la variable de progrès, etc.).

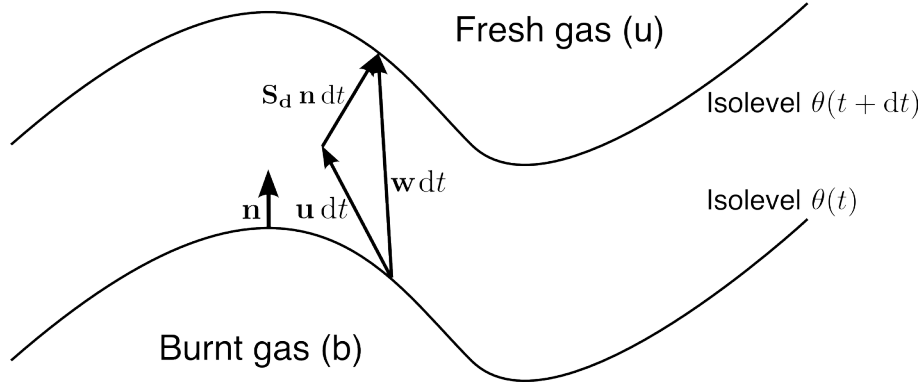


FIGURE 5 – Schéma du déplacement d'un front de flamme turbulent entre t et $t + \Delta t$. Les notations utilisées pour les définitions des vitesses de flamme sont annotées (voir [Poinsot and Veynante \(2011\)](#)).

La normale unitaire à la surface de flamme peut ainsi être déduite du gradient de cette quantité $\mathbf{n} = -\nabla\theta/|\nabla\theta|$. Cette définition correspond à une normale unitaire dirigée vers le mélange de gaz frais. \mathbf{v} est la vitesse absolue du fluide. \mathbf{w} est la vitesse absolue du front de flamme.

L'isosurface θ est gouvernée par une équation de transport convectif standard qui peut s'écrire comme suit :

$$\frac{\partial\theta}{\partial t} + \mathbf{w} \cdot \nabla\theta = 0 \quad (7)$$

A partir de cette équation, une expression pour la vitesse absolue de la flamme dans le repère du laboratoire (notée S_a) projetée dans la direction normale peut s'écrire :

$$S_a = \mathbf{w} \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{|\nabla\theta|} \frac{\partial\theta}{\partial t} \quad (8)$$

C'est une quantité locale, directement liée à l'isosurface θ .

Une vitesse de déplacement (i.e. la vitesse du front relative à l'écoulement) peut également être définie à partir des notations données pour la vitesse de l'écoulement ci-avant :

$$\begin{aligned} S_d &= (\mathbf{w} - \mathbf{v}) \cdot \mathbf{n} = \mathbf{w} \cdot \mathbf{n} - \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} = \frac{1}{|\nabla\theta|} \frac{\partial\theta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\nabla\theta}{|\nabla\theta|} \\ &= \frac{1}{|\nabla\theta|} \left(\frac{\partial\theta}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla\theta \right) = \frac{1}{|\nabla\theta|} \frac{d\theta}{dt} \end{aligned} \quad (9)$$

Ce résultat indique que S_d peut être exprimée en terme de dérivée matérielle de θ . C'est également une quantité locale.

Il est également utile d'introduire la vitesse à laquelle les réactifs sont consommés. La vitesse de consommation S_c est ainsi définie en notant que le produit

de la densité des gaz frais ρ_u par la surface de la flamme A et par la vitesse de consommation S_c est égale à l'intégrale du taux volumétrique de conversion de la variable θ sur le volume d'intégration V choisi contenant la flamme :

$$\rho_u A(t) S_c = \int_V \dot{\omega}_\theta dV \quad (10)$$

ce qui mène à :

$$S_c = \frac{1}{\rho_u A(t)} \int_V \dot{\omega}_\theta dV \quad (11)$$

C'est une quantité définie de façon globale sur l'ensemble du volume d'intégration contenant la flamme.

Ces définitions seront utilisées afin d'identifier et de comprendre les mécanismes prépondérants lors de la propagation de la flamme dans la chambre annulaire. La thèse est organisée de la façon suivante. Le chapitre 1 décrit la configuration d'essai et donne une synthèse des principaux résultats d'essais. On montre en particulier des séquences d'allumage et on étudie comment le délai d'allumage varie avec la vitesse d'injection et la température des parois dans le foyer. Le chapitre 2 traite des méthodes de simulation aux grandes échelles et de la modélisation de la combustion au moyen de méthodes fondées sur la chimie tabulée. On donne dans ce chapitre des validations réalisées sur un foyer comportant un injecteur unique. Les simulations aux grandes échelles de l'allumage circulaire sont présentées au chapitre 3. Ce chapitre donne les résultats de calcul ainsi qu'une comparaison avec les données issues des essais. On montre notamment que le calcul permet de retrouver très convenablement les structures de flammes observées expérimentalement. L'analyse détaillée des résultats de calcul est poursuivie au chapitre 4, ce qui constitue une base de données caractérisant l'allumage dans son ensemble. Enfin, un modèle pour la propagation de la flamme lors de l'allumage circulaire est proposé au chapitre 5. Ce modèle utilise des bilans macroscopiques pour décrire la propagation de la flamme dans le foyer.

La thèse a fait l'objet de trois publications dans des revues internationales à comité de lecture :

M. Philip, M. Boileau, R. Vicquelin, T. Schmitt, D. Durox, J.F. Bourgoïn and S. Candel (2014) *Physics of fluids*, **26**, 091106. doi : 10.1063/1.4893452. Ignition sequence in a multi-injector combustor.

M. Philip, M. Boileau, R. Vicquelin, T. Schmitt, D. Durox, J.F. Bourgoïn, S. Candel (2015) *Journal of Engineering for Gas Turbine and Power (ASME)* **137**(3), 031501 GTP14-1375 doi : 10.1115/1.4028265. Simulation of the ignition process in an annular multiple-injector combustor and comparison with experiments.

M. Philip, M. Boileau, R. Vicquelin, E. Riber, T. Schmitt, B. Cuenot, D. Durox and S. Candel (2015) *Proceedings of the Combustion Institute*, **35** (3) 3159-3166. Large Eddy Simulation of the ignition sequence of an annular multiple injector combustor.

Deux autres publications sont en préparation :

M. Philip, R. Vicquelin, T. Schmitt and S. Candel. Towards the understanding of ignition in an annular multiple-injector combustor. Part I : detailed analysis of the light-round process.

M. Philip, R. Vicquelin, T. Schmitt and S. Candel. Towards the understanding of ignition in an annular multiple-injector combustor. Part II : a model for the turbulent absolute velocity.

Chapitre 1

Expériences d'allumage sur une chambre annulaire de laboratoire en conditions parfaitement prémélangées

L'allumage au sens propagatif du terme ("light-round" en anglais) est une thématique de combustion d'intérêt autant académique (pour la meilleure compréhension des phénomènes physiques impliqués dans un tel processus) qu'industriel (pour la conception et la certification des turbines à gaz). Cependant, la base de données expérimentale correspondant à des conditions d'essai bien contrôlées est relativement limitée comparée à la complexité du problème, et les dispositifs expérimentaux existants sont souvent composés d'un unique injecteur, ce qui limite les possibilités d'étude à des analyses partielles des conditions d'allumage. La chambre MICCA a été conçue afin de répondre à cette problématique d'allumage circulaire qui est désignée sous le nom de "light-round" par les anglo-saxons. On donne dans ce chapitre une description complète du dispositif expérimental, ainsi que des techniques de diagnostic disponibles. Des expériences d'allumage sont réalisées et les résultats d'essais sont analysés. Ces essais indiquent que le délai d'allumage diminue lorsque la vitesse d'injection augmente. On constate aussi que le délai est fortement influencé par les conditions thermiques dans la chambre. Les essais réalisés fournissent des données utiles à la validation des méthodes de simulation aux grandes échelles.

1.1 Introduction

Dans les foyers des moteurs aéronautiques ou dans ceux des turbines à gaz, l'allumage constitue une phase critique. Pour les moteurs aéronautiques il faut

aussi pouvoir réallumer en altitude dans le cas d'une extinction du foyer (Le-febvre (1998)). L'allumage doit pouvoir être effectué même dans des conditions adverses comme celles qui prévalent lorsque la piste de décollage est inondée et que le moteur ingère des quantités importantes d'eau liquide. La combustion est généralement initiée au moyen d'un couple d'allumeurs formés par des bougies, habituellement montées de façon diamétralement opposée dans la chambre. On distingue généralement trois phases dans le processus d'allumage : (1) Dans la première phase, une étincelle produite par une décharge électrique forme un noyau de gaz chauds, (2) Dans une seconde phase, le volume du noyau augmente jusqu'à atteindre un des injecteurs situés dans le voisinage de l'allumeur et établit une flamme à partir de cet élément, et (3) La flamme progresse à l'intérieur du foyer annulaire et enflamme successivement les différents injecteurs, et ce processus de propagation aboutit finalement à stabiliser la combustion à l'intérieur du foyer. La dernière phase de ce processus est désignée par les anglo-saxons sous le nom de "light-round" qui sera traduit dans toute la suite par "allumage circulaire".

La dernière étape du processus d'allumage conduit à l'accélération de la vitesse de rotation du moteur pour atteindre les conditions de fonctionnement nominales. Cette accélération est engagée si l'efficacité de la conversion chimique dans la flamme est suffisante et fournit une puissance thermique typiquement supérieure à environ 80% de la puissance disponible dans le combustible injecté. Si cette condition est réalisée, le taux de rotation du moteur peut être augmenté et le moteur peut être porté à sa puissance nominale.

Ce chapitre décrit des expériences systématiques destinées à mieux documenter les deuxième et troisième phases décrites plus haut qui sont celles du développement du noyau et de la propagation de la flamme à partir du noyau initial. L'étude est réalisée au moyen d'un dispositif de laboratoire à échelle réduite comportant des injecteurs multiples et une chambre de combustion annulaire. On s'intéresse ici, pour simplifier, à une injection parfaitement prémélangée. La propagation circonférentielle de la flamme est ici caractérisée dans une situation bien contrôlée et en utilisant des diagnostics optiques modernes. Les parois de la chambre de combustion sont formées par deux tubes de quartz concentriques, permettant des visualisations détaillées de la flamme pendant les différentes étapes de l'allumage circulaire. Le système dispose de 16 injecteurs swirlés et deux allumeurs électriques. Cependant toutes les expériences sont réalisées au moyen d'un seul allumeur pour simplifier l'analyse et augmenter la durée de l'essai. Les données présentées dans ce chapitre seront utilisées dans les chapitres suivants pour guider des calculs de simulation aux grandes échelles, réaliser des comparaisons entre le calcul et l'expérience et ainsi valider la méthodologie de calcul.

Les caractéristiques générales de la configuration expérimentale sont brièvement décrites à la section 1.2. L'instrumentation est présentée à la section 1.3. La procédure expérimentale fait l'objet de la section 1.4. Les résultats d'essais systématiques sont présentés dans la section 1.5 et l'analyse de la propagation

circconférentielle du front de flamme effectuée à partir de l'imagerie à grande vitesse permet d'identifier les cinq phases qui définissent l'allumage circulaire.

1.2 Caractéristiques générales de la chambre MICCA

La chambre de combustion MICCA (Bourgouin et al. (2013)) (un acronyme correspondant à Multiple Injector Combustor for Combustion dynamics Analysis) dispose d'une configuration annulaire assortie d'injecteurs multiples, ce qui lui confère une architecture similaire aux foyers équipant les moteurs aéronautiques et une partie des turbines à gaz. Ce type de système de laboratoire permet d'approfondir différents aspects de la combustion tels que les instabilités thermoacoustiques ou bien encore l'allumage au sens propagatif du terme (passage de la flamme d'un injecteur au suivant et établissement d'un régime permanent). La plupart du temps, les configurations d'essais en laboratoire sont dotées d'un unique injecteur (Ahmed and Mastorakos (2006); Ahmed et al. (2007); Mastorakos (2009); Cordier et al. (2012)) ou plus rarement de plusieurs injecteurs disposés linéairement (telle que la configuration disponible au CORIA (Cordier et al. (2013)) par exemple, qui permet d'aligner jusqu'à cinq injecteurs). Cependant, le caractère annulaire (notamment l'interaction d'un injecteur avec les éléments adjacents en présence de parois latérales interne et externe délimitant la zone de combustion) n'est reproductible que sur des géométries du même type. Deux chambres d'essais ont été développés de façon indépendante, l'une à Cambridge (Worth and Dawson (2013)) désignée dans toute la suite par ACCU (*Annular Combustor Cambridge University*, voir Fig. 1.1) mais de taille inférieure aux chambres de combustion aéronautiques, et l'autre, MICCA, au laboratoire EM2C (CNRS et Ecole Centrale Paris) (voir Fig. 1.2). La chambre ACCU peut disposer d'un nombre d'injecteurs variable allant jusqu'à dix-huit injecteurs, mais son diamètre moyen est relativement faible ($d = 17$ cm). Ses injecteurs sont munis de corps centraux pour assurer la stabilisation de la flamme et la géométrie de l'écoulement dans les injecteurs induit des nombres de swirl réduits (de l'ordre de 0.2, voir Worth and Dawson (2013)) plus faibles que ceux utilisés en pratique. La chambre MICCA possède un diamètre plus important ($d = 35$ cm), les injecteurs assurent une stabilisation purement aérodynamique avec des nombres de swirl de l'ordre de 0.7 qui sont typiques de ceux utilisés dans les foyers aéronautiques ou dans les turbines à gaz.

1.2.1 Géométrie de la chambre

MICCA est une chambre de combustion annulaire de dimensions semblables aux foyers employés dans les moteurs d'hélicoptère. Il y a aussi beaucoup de différences par rapport aux configurations pratiques. La plus importante est l'utilisation d'un prémélange gazeux pour alimenter le système. Le prémélange de propane et d'air est réalisé dans un premier volume qui assure l'homogénéisation du mélange. Ce volume alimente au moyen de 8 tubes régulièrement

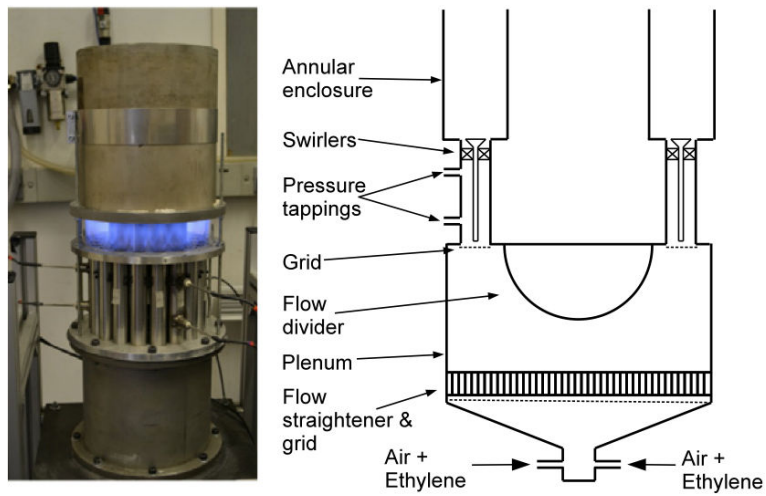


FIGURE 1.1 – Photographie (gauche) et schéma en coupe (droite) de la chambre annulaire ACCU de l’université de Cambridge.

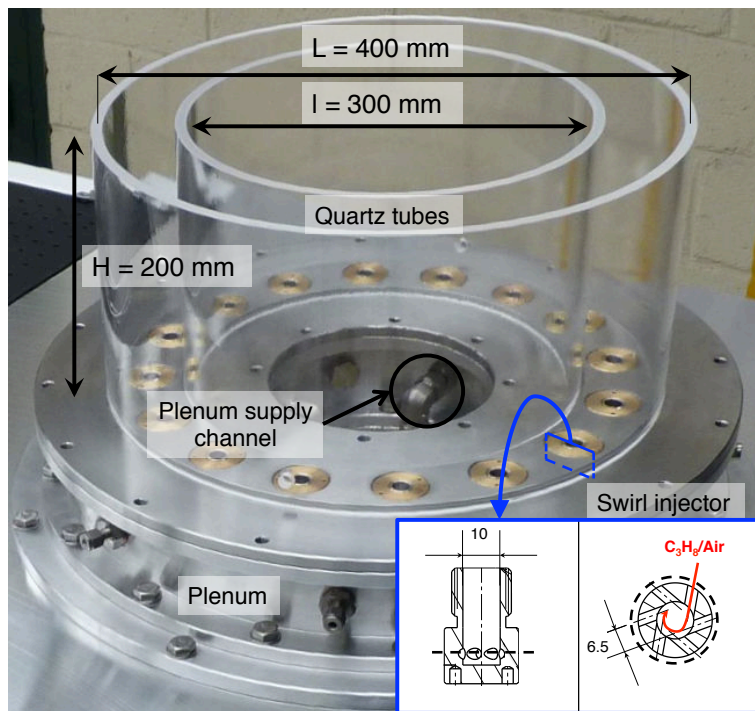


FIGURE 1.2 – Photographie de la chambre MICCA. Un schéma de l’injecteur swirlé apparaît en cartouche en bas à droite de l’image.

répartis, un plenum annulaire dont la section est un carré de côté mesurant 70 mm. Le mélange gazeux est ensuite injecté dans la zone de combustion par seize injecteurs disposés périodiquement sur le fond de chambre (soit un secteur

angulaire de $\Delta\theta = 22.5$ deg). Les parois délimitant la zone de combustion sont en quartz, ce qui permet un accès optique direct à la zone d'intérêt, et elles mesurent respectivement 400 mm de diamètre pour le tube externe et 300 mm de diamètre pour le tube interne, pour une hauteur commune de 200 mm. Une hotte aspirante équipée d'un échangeur thermique est placée à l'aplomb de la chambre de combustion et permet ainsi l'évacuation des gaz brûlés.

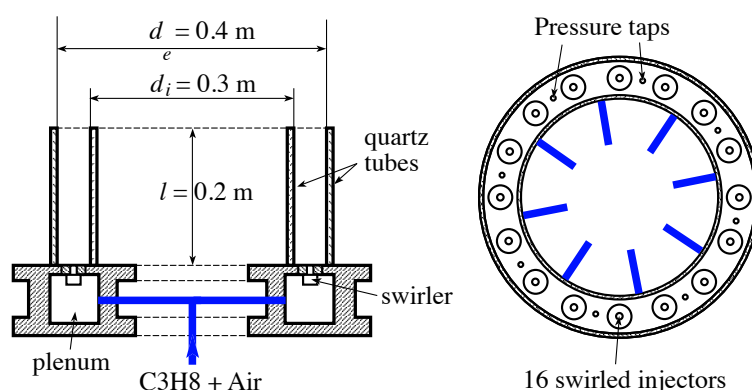


FIGURE 1.3 – Schéma en coupe (gauche) et vue de dessus (droite) de la chambre annulaire MICCA.

1.2.2 Dispositifs d'allumage

La combustion peut être initiée par deux électrodes diamétralement opposés, et traversant le tube en quartz externe. Une tige en métal est fixée à proximité d'un injecteur (dans la zone de recirculation externe de ce dernier, afin de bénéficier d'une aérodynamique favorable pour initier l'allumage), et la bougie vient claquer sur cet élément, permettant ainsi la génération d'une étincelle. La présente étude concernant la phase de "light-round", seule une des deux électrodes disponibles a été utilisée, afin d'étudier le phénomène propagatif sur une plus grande période temporelle. L'énergie dégagée par un tel système d'allumage est d'environ 25 mJ, avec une période de répétition de 10 ms. Il a été d'ailleurs vérifié que la position de l'allumeur n'avait pas d'influence sur le processus d'allumage circulaire, notamment en terme de temps mis par la flamme pour allumer l'ensemble des injecteurs (Bourgouin et al. (2013)).

1.2.3 Injecteurs

Les seize injecteurs composant le système d'injection sont vissés sur des plots eux-mêmes vissés sur le fond de chambre, ce qui les rend facilement démontables lors des opérations de maintenance effectuées sur la chambre. Cette disposition assure aussi une certaine flexibilité dans la définition de la géométrie d'injection. La technologie utilisée dans cette étude est celle d'un injecteur swirlé,

aussi appelé “tourbillonneur” (*swirler* en anglais, voir Fig. 1.2). Une telle géométrie d’injecteur permet la mise en rotation du pré-mélange issu du plenum avant injection dans la zone de combustion, ce qui crée une zone de recirculation des gaz brûlés au niveau de l’axe du tourbillonneur, permettant ainsi de préchauffer les gaz frais et d’assurer une stabilisation aérodynamique de la flamme. Cela permet également une bonne compacité des flammes, limitant ainsi les interactions avec les parois. Les flammes sont plus robustes et moins sujettes à des perturbations pouvant entraîner un soufflage (“blow-off”) et une extinction partielle ou complète de la chambre lors de son fonctionnement. Les bords des injecteurs sont affleurant au fond de chambre, et aucun système de type “bol” comme on en trouve dans certaines configurations industrielles n’a été utilisé pour la présente étude. Le tourbillonneur possède six trous disposés perpendiculairement à l’axe d’injection et désaxés d’un angle de $\theta \simeq 40.5$ deg. par rapport au rayon du tourbillonneur, permettant ainsi une mise en rotation (“swirl”) du flux de gaz frais (voir Fig. 1.2). Le diamètre des trous tangentiels est $d_{trou} = 3$ mm. Le diamètre du tube d’injection débouchant dans la chambre est $d_{swirler} = 10$ mm. Il est utile de caractériser l’écoulement issu de l’injecteur au moyen du nombre de swirl, défini comme le rapport du débit de quantité de mouvement azimutale sur le débit de quantité de mouvement axiale :

$$S_N = \frac{\int_0^R 2\pi\rho v_x v_\theta r^2 dr}{R \int_0^R 2\pi\rho v_x^2 r dr} \quad (1.1)$$

Dans cette expression, $R = d_{swirler}/2$ désigne le rayon du tube d’injection, et v_x et v_θ représentent respectivement les vitesses moyennes axiale et azimutale. Le nombre de swirl peut être estimé au moyen d’expressions théoriques mais il est préférable de le déduire des profils de vitesse mesurés expérimentalement. La valeur obtenue ici est $S_N \simeq 0.82$. Trois points de fonctionnement expérimentaux ont été étudiés, à une richesse identique de $\phi = 0.74$ mais avec des vitesses débitantes (calculées par rapport au diamètre du tube de sortie de l’injecteur) respectivement de $U_{bulk_1} = 12.2$ m.s⁻¹, $U_{bulk_2} = 17.1$ m.s⁻¹ et $U_{bulk_3} = 22.0$ m.s⁻¹. Pour le point de fonctionnement #2, qui sera simulé et présenté dans le chapitre 3, les nombres de Reynolds à la sortie du tourbillonneur et dans les trous tangentiels sont respectivement $Re = 1.14 \times 10^4$ et $Re = 6.3 \times 10^3$.

1.3 Instrumentation et acquisition de données

Le dispositif MICCA est équipé de plusieurs dispositifs permettant d’effectuer de l’acquisition de données en temps réel lors de son fonctionnement, à savoir des capteurs de pression et une caméra intensifiée.

1.3.1 Mesures de pression

L'acquisition des pressions instationnaires se fait par le biais de huit microphones à condensateur Brüel & Kjær quart de pouce. Ces capteurs ont une réponse linéaire sur une plage de fréquence allant de 20 Hz à 100 kHz, et sont calibrés avec une source acoustique ("pistonphone") de référence délivrant une onde acoustique de 1 Pa efficace ou de 10 Pa efficace à 1 kHz. Leur utilisation lors de précédents travaux sur la chambre MICCA a montré qu'ils donnaient des mesures fiables de la pression instationnaire dans la chambre. Ils peuvent être placés en huit positions périodiquement réparties dans le plenum. Pour les mesures sur la chambre, il y a huit autres positions réparties sur le fond de chambre (voir Fig. 1.3). Les microphones sont alors placés sur des guides d'ondes traversant le plenum et débouchant entre deux injecteurs dans la chambre. Ces guides sont des tubes droits en métal, et les microphones sont montés perpendiculairement et leur surface est affleurante par rapport à la paroi du tube, à une distance de 170 mm du fond de chambre. Les guides d'onde comportent un tube flexible d'une trentaine de mètres qui assurent une terminaison quasiment anéchoïque pour les ondes acoustiques qui pénètrent dans le système. Comme les microphones sont placés à 170 mm de l'orifice du guide, il y a un retard $\tau_{cc-m} = 0.5$ ms entre les signaux détectés au niveau de la chambre et ceux qui sont perçus par les microphones. Ce retard est pris en compte lors de la synchronisation entre les signaux de pression issus des microphones plenum, ceux qui sont reliés à la chambre et les images issues de la caméra intensifiée. La chaleur dégagée par les flammes lors du fonctionnement de la chambre peut faire varier la vitesse du son dans le tube, et modifier le déphasage entre l'orifice et la position du microphone mais cette erreur reste faible car il n'y a pas d'écoulement dans les guides d'ondes qui sont fermés à l'extrémité opposée à la chambre. Quant aux effets conductifs, ils sont négligeables car le fond de chambre est refroidi au moyen de deux cavités couronnes situées à l'intérieur de cette pièce et dans lesquelles circulent de l'eau à température ambiante. La fréquence d'acquisition est de 32 768 Hz. Pour la présente étude, les capteurs de pression ont été placés comme indiqué à la Fig. 1.4.

1.3.2 Imagerie haute-cadence

Le processus d'allumage circulaire d'une combustion parfaitement prémélangée dans une chambre annulaire telle que MICCA dure typiquement de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes. Afin de permettre une capture d'images ayant une résolution temporelle suffisante pour décrire ce phénomène, on utilise une caméra intensifiée CMOS APX-i2 (512 × 512 pixels). On peut ainsi enregistrer jusqu'à 12 000 images par seconde d'une résolution de 8 bits, soit finalement des images en 256 niveaux de gris. Un zoom optique Nikon 35-200 mm est monté sur cette caméra afin d'obtenir une vue complète et non-déformée de la chambre de combustion. La lumière captée par la caméra lors de l'allumage

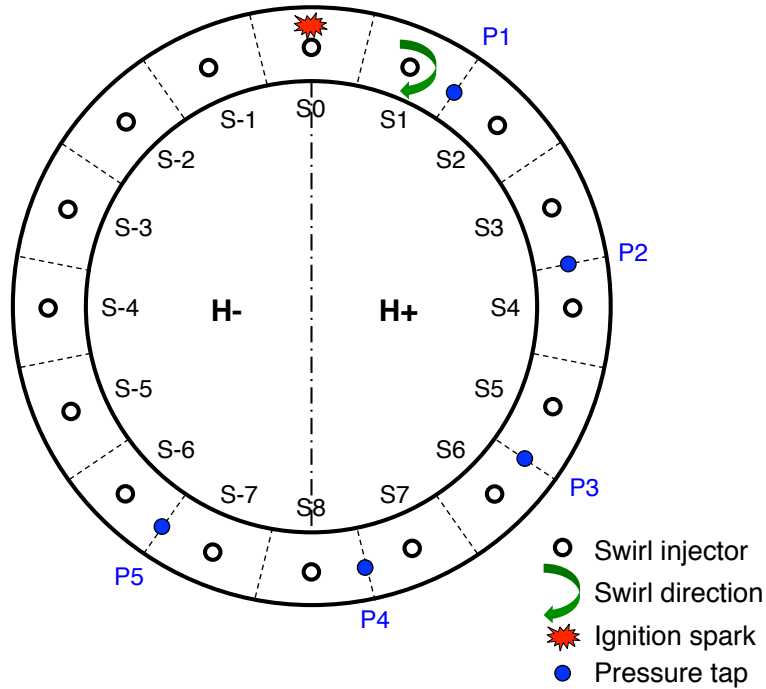


FIGURE 1.4 – Schéma de la chambre MICCA en vue de dessus indiquant la position et le sens de rotation de l'écoulement (flèche verte) des tourbillonneurs (cercles noirs), des capteurs de pression (points bleus) et de l'allumeur (étoile rouge). Les demi-chambres de gauche et de droite sont respectivement notées H- et H+. Les secteurs sont numérotés de S-1 à S-7 pour la demi-chambre H-, et de S1 à S7 pour la demi-chambre H+; S0 est le secteur d'allumage, le secteur S8 lui est diamétralement opposé. Les capteurs de pression sont numérotés de P1 à P5.

circulaire est considérée comme majoritairement issue de l'émission des radicaux CH^* et C_2^* qui émettent dans le visible (respectivement $\lambda_{\text{CH}^*} = 432 \text{ nm}$ et $\lambda_{\text{C}_2^*} = 516 \text{ nm}$), la lentille du zoom optique agissant comme un filtre pour les rayonnements provenant de l'UV. De plus, les flammes de propane/air sont bleues pour une combustion pauvre et la production de suies est considérée comme négligeable jusqu'à une richesse de $\phi = 1.2$. Il est donc raisonnable d'avancer que les images enregistrées lors de ces acquisitions sont directement proportionnelles au dégagement de chaleur instantané produit par les flammes. De plus, le capteur CMOS peut être considéré comme répondant linéairement lorsque la plage d'intensité lumineuse captée n'est pas trop large, comme discuté par Hain et al. (2007), ce qui est le cas dans la présente étude. La fréquence d'acquisition a été fixée à 6 kHz, avec une vitesse d'obturation de $166 \mu\text{s}$. La caméra dispose également d'un circuit temporel permettant la synchronisation des images avec les signaux de pression issus des microphones. Un amplificateur, dont le gain est maintenu constant durant les acquisitions, est utilisé afin d'obtenir un rapport signal/bruit optimal. Pour cette étude, la caméra a été

placée en face de la bougie d'allumage dans un plan axial de MICCA contenant la bougie, à une distance de 2.9 m de l'axe de symétrie de la chambre, et à une hauteur de 1.15 m au dessus du fond de chambre (voir Fig. 1.5). La mise au point a été faite sur le milieu d'un plan du fond de chambre.

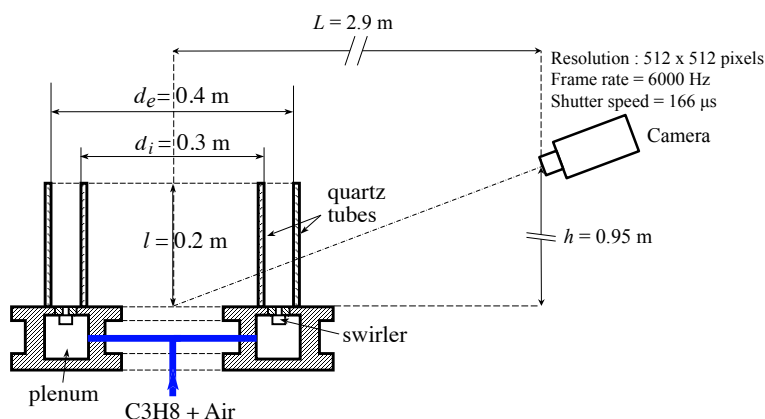


FIGURE 1.5 – Schéma de la position de la caméra par rapport à la chambre MICCA.

1.4 Procédure expérimentale

Cette section contient des explications sur la procédure expérimentale mise en oeuvre lors des expériences d'allumage circulaire menées sur la chambre MICCA.

1.4.1 Observations sur l'importance de la thermique de paroi

Il est primordial d'observer lors d'une comparaison entre l'expérience et la simulation numérique un traitement des conditions aux limites aussi équivalent que possible. Le principal enjeu réside notamment dans la représentation des parois du système, qui sont souvent traitées comme des murs adiabatiques dans les calculs scientifiques en première approche (à défaut de connaître davantage d'informations sur la thermique des parois), alors que cela n'est pas le cas expérimentalement. Afin de mesurer l'impact de cette condition sur un transitoire d'allumage circulaire, des expériences avec des températures de paroi différentes ont été menées. Dans un premier cas, les acquisitions ont été réalisées alors que les parois de la chambre étaient à température ambiante (soit environ 298 K) ; dans un second temps, la chambre a subi un préchauffage (voir sous-section 1.4.2) d'une dizaine de minutes afin d'atteindre un équilibre thermique des parois en quartz avant d'effectuer les acquisitions (voir Fig. 1.6). Les résultats sont présentés à la Fig. 1.15. Entre l'ensemble de points annotés "COLD" et ceux annotés "PREHEATED", le temps d'allumage complet de la chambre (le terme de "merging" de l'axe des ordonnées sera davantage développé dans la sous-section

1.5.3) varie d'environ 150%, témoignant ainsi de l'importance de la thermique de parois sur un tel phénomène transitoire. Le traitement de l'ensemble des transferts thermiques (convectif, conductif et rayonnement) étant très coûteux numériquement, et n'étant pas l'objet de la présente étude, les limites du domaine numérique ont été traitées comme des parois adiabatiques, et afin de se rapprocher de cette condition expérimentalement (i.e. négliger le transfert thermique aux parois, les parois réchauffant peu l'écoulement de pré-mélange frais puisque le plenum est refroidi), la chambre a été préchauffée avant d'effectuer les acquisitions. Seuls les points "PREHEATED" seront donc à prendre en compte dans la comparaison entre expérience et simulation numérique.

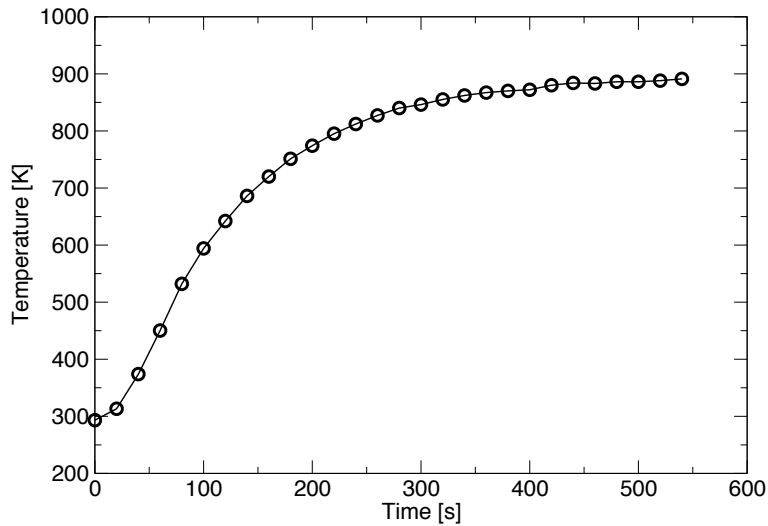


FIGURE 1.6 – Evolution de la température du tube externe de quartz à 40 mm du fond de chambre. Les acquisitions sont réalisées toutes les 20 secondes (cercles noirs) à l'aide d'un thermocouple de type K. Avec l'aimable autorisation de D. Durox.

1.4.2 Déroulement d'une acquisition

Les expériences menées sur MICCA pour les transitoires d'allumage circulaire ont été réalisées de la façon suivante :

- La chambre est allumée à un débit nominal de pré-mélange et laissée en fonctionnement pendant une dizaine de minutes (afin que les parois atteignent un équilibre thermique) ;
- L'alimentation en combustible est subitement coupée mais le débit d'air est conservé, interrompant ainsi la combustion dans la chambre ;
- Le débitmètre de combustible est immédiatement réengagé. Le débit nominal de combustible est atteint en quelques secondes, ce qui laisse également le temps à la chambre de se remplir en pré-mélange propane/air, le temps convectif pour une vitesse débitante de $U_{bulk_1} = 12.2 \text{ m.s}^{-1}$ étant de $\tau_{sejour} = V_{cc}\rho_{melange}/\dot{m}_{melange} = 0.25 \text{ s}$.

TABLE 1.1 – Paramètres physiques correspondant aux trois points expérimentaux. La vitesse débitante U_{bulk} est calculée pour une section circulaire correspondant au diamètre intérieur du tube de sortie de l'injecteur swirlé.

Paramètre physique	#1	#2	#3
Débit \dot{m}_{air} [g.s ⁻¹]	16.7	23.4	30.1
$\dot{m}_{C_3H_8}$ [g.s ⁻¹]	0.81	1.13	1.45
Vitesse débitante U_{bulk} [m.s ⁻¹]	12.2	17.1	22.0
Puissance thermique \mathcal{P} [kW]	37	52	67
Température d'injection T_{inj} [K]	298		
Pression ambiante p_{res} [Pa]	101325		
Richesse du mélange ϕ [-]	0.74		
Nombre de swirl S_N [-]	0.82		

- L'acquisition des signaux de pression est enclenchée ;
 - L'acquisition des images de la caméra haute-cadence est enclenchée ;
 - Enfin, la bougie d'allumage est activée et le transitoire d'allumage est initié.
- Afin que les flammes (qui rayonnent dans le bleu du spectre du visible) puissent être aussi contrastées que possible dans la prise d'images, la salle du laboratoire est plongée dans le noir durant l'ensemble des opérations mentionnées plus haut.

1.5 Résultats expérimentaux d'allumage circulaire

Cette section regroupe les points de fonctionnement explorés et les résultats expérimentaux obtenus lors des acquisitions effectuées sur les transitoires d'allumage circulaire de la chambre de combustion MICCA.

1.5.1 Points de fonctionnement

Trois conditions expérimentales différentes sont étudiées. Elles sont regroupées dans la table 1.1. Seule la variation en débit a été réalisée, la richesse étant conservée égale à $\phi = 0.74$.

Il est à noter que plusieurs essais ont été faits pour chacun des points de fonctionnement, et en particulier pour le point #2, qui a aussi été réalisé dans des conditions "COLD" (voir section 1.4.2).

1.5.2 Phases du processus d'allumage circulaire

Les images des figures 1.7, 1.8 et 1.9 sont issues de trois réalisations différentes, correspondant respectivement aux points #2 et #3 de la table 1.1. Elles sont directement récupérées de la caméra intensifiée CMOS et représentées en fausses couleurs (du noir au blanc en passant par un dégradé de rouge/jaune) afin d'améliorer la visualisation. La première figure 1.7 concatène des images d'une acquisition avec les parois froides (voir section 1.4.2) et correspond au point de

fonctionnement #2. La deuxième figure 1.8 regroupe des images obtenues aux mêmes conditions d'opération, mais avec un préchauffage préalable des parois du dispositif MICCA. Enfin, la troisième figure 1.9 présente des images d'une acquisition réalisée au point de fonctionnement #3, avec également des parois préchauffées.

La figure 1.10 présente pour les trois points de fonctionnement sus-mentionnés les intensités lumineuses intégrées sur la ligne de vue de la caméra et normalisées par leur maximum respectif.

Quelle que soit la condition explorée, des similitudes dans le processus d'allumage circulaire se retrouvent entre les différentes réalisations (Figs. 1.7, 1.8 et 1.9), également illustrées à la Fig. 1.10, qui montre des évolutions d'intensité lumineuse similaires que les parois soient froides (COLD #2 courbe bleue) ou préchauffées (PREHEATED #2 et #3 courbes noire et rouge). On peut distinguer cinq phases, qui sont mises en avant à la Fig. 1.11 représentant l'intensité lumineuse uniquement pour le point de fonctionnement PREHEATED #2. L'émission de lumière pour des flammes pauvres prémélangées est majoritairement dominée par le rayonnement du radical CH^* , et est généralement considérée comme directement proportionnelle au taux de dégagement de chaleur (Hurle et al. (1968); Higgins et al. (2001)). Les cinq phases peuvent être décrites comme suit :

- (I) Pendant les premiers instants, l'énergie fournie par la bougie pour l'allumage génère un petit noyau de flamme, assimilable à une sphère de gaz chauds, qui est rapidement arraché par le flux de gaz frais mis en rotation par l'injecteur swirlé. Comme la chambre est initialement remplie de prémélange propane/air, ce noyau produit une expansion initiale soudaine, et il s'ensuit une augmentation exponentielle du taux de dégagement de chaleur ;
- (II) La forme de flamme devient une arche qui continue à s'étendre jusqu'à atteindre la sortie de chambre et qui allume les injecteurs voisins de l'injecteur de démarrage. Pendant cette phase, la taux de dégagement de chaleur augmente presque linéairement jusqu'à ce que l'arche atteigne la sortie de la chambre (voir Fig. 1.10) ;
- (III) La flamme progresse avec une vitesse de propagation quasi-constante de deux fronts réactifs d'injecteur en injecteur, entre environ $t = 20$ ms et $t = 50$ ms, jusqu'à ce que les deux fronts de flamme se rejoignent aux environs du dernier injecteur faisant face à l'injecteur d'allumage ("merging of the flame fronts" en anglais, phase qui définit le temps caractéristique du processus d'allumage circulaire, voir section 1.5.3) ;
- (IV) Le reste des gaz frais est brûlé et les gaz brûlés sont finalement évacués. Il en résulte une décroissance du taux de dégagement de chaleur ;
- (V) L'état stationnaire est atteint à la puissance nominale correspondant aux conditions d'injection (52 kW dans le point de fonctionnement #2).

Les signaux de pression sont également utilisables pour identifier la phase de fusion des deux fronts de flamme. Les figures 1.12a-b montrent l'évolution de la pression relative au cours de l'allumage circulaire pour le point de fonction-

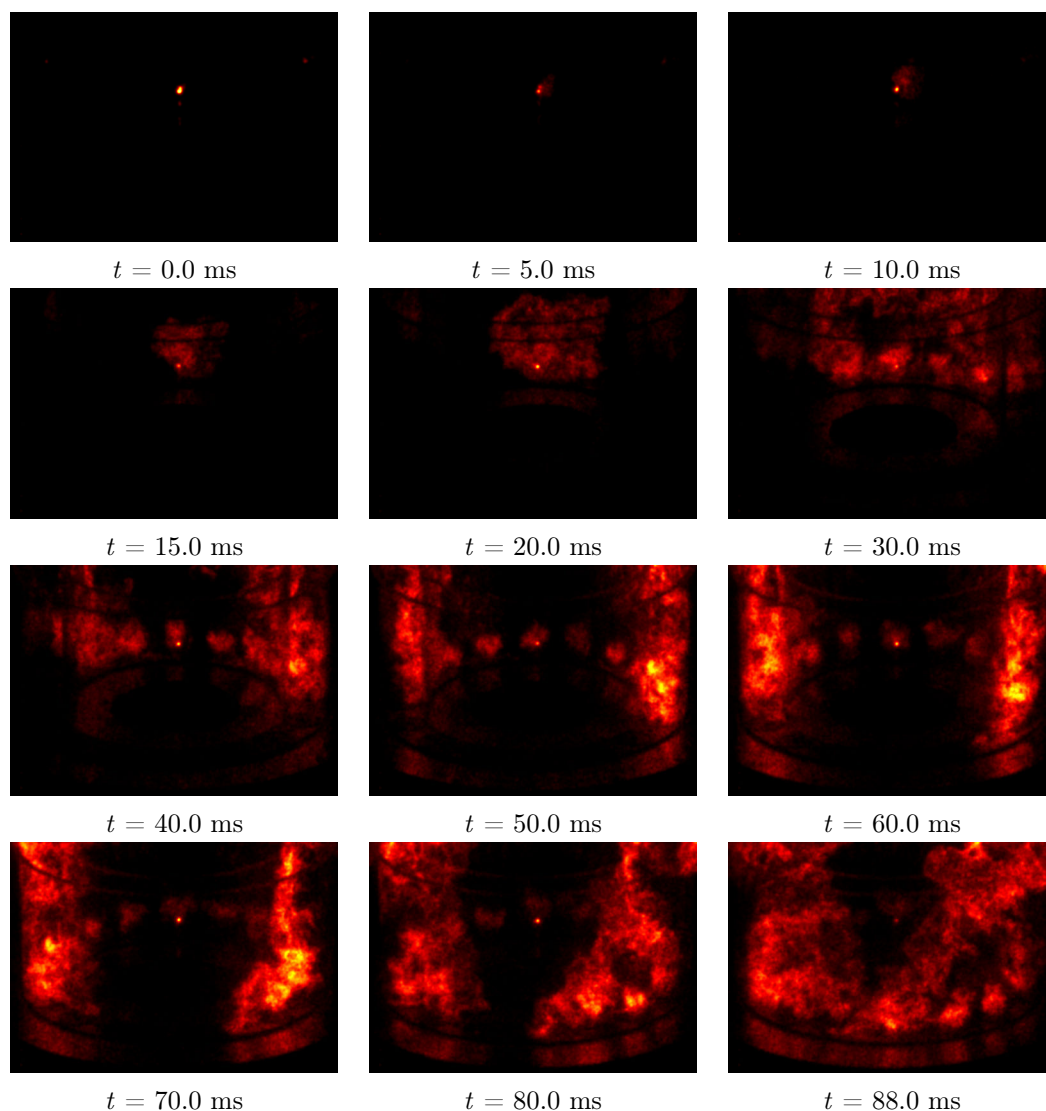


FIGURE 1.7 – Douze instants successifs d'une phase d'allumage circulaire (point de fonctionnement #2 ($U_{bulk} = 17.1 m.s^{-1}$); expérience réalisée avec les parois froides, c'est-à-dire que le dispositif MICCA est à température ambiante, soit $T_{atm} = 298K$ au moment de l'allumage). Les images sont issues de réalisations expérimentales et enregistrées par la caméra intensifiée CMOS. L'intensité lumineuse émise par la flamme au cours du processus d'allumage circulaire est représentée en fausses couleurs pour améliorer la visualisation.

nement #2. Les signaux sont enregistrés par les micros dont la position est rappelée à la Fig. 1.4. Ces signaux de pression sont filtrés à 1 kHz. Sur chaque signal, la dépression causée par la rencontre des deux fronts de flamme est clairement identifiable (autour de 50 ms), en particulier sur les signaux des micros P4 et P5, situés à proximité du secteur S8. L'allumage du premier secteur S0

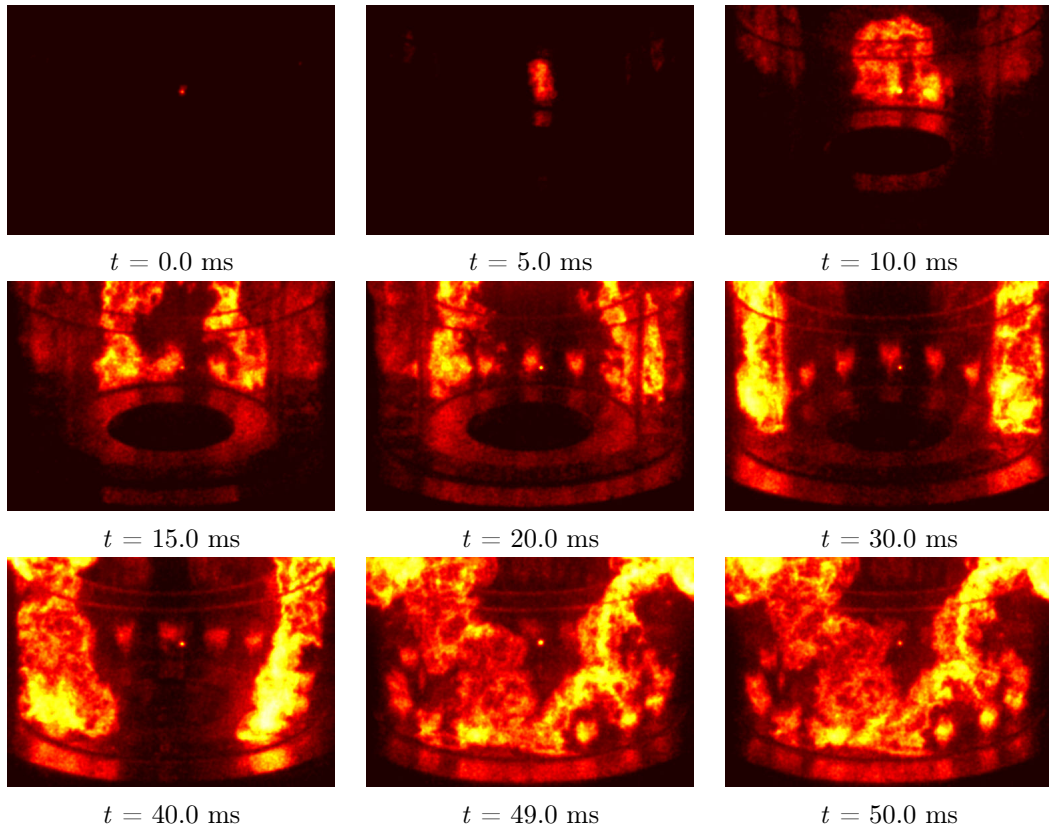


FIGURE 1.8 – Neuf instants successifs d’une phase de *light-round* (point de fonctionnement #2 ($U_{\text{bulk}} = 17.1 \text{ m.s}^{-1}$); expérience réalisée avec un préchauffage préalable de la chambre MICCA avant acquisition des images). Les images sont issues de réalisations expérimentales et enregistrées par la caméra intensifiée CMOS. L’intensité lumineuse émise par la flamme au cours du processus d’allumage circulaire est représentée en fausses couleurs pour améliorer la visualisation.

est aussi repérable sur le signal issu du capteur P1 par la surpression causée par l’expansion initiale de la flamme. Il n’est cependant pas possible d’identifier clairement l’allumage des autres secteurs car la propagation de la flamme n’est pas exactement symétrique entre les demi-chambres H+ et H- (définies à la Fig. 1.4); or les micros captent l’ensemble des perturbations acoustiques du système, ce qui rend difficilement identifiable le passage de chaque flamme sur chaque brûleur. De plus, les injecteurs déjà allumés produisent des ondes acoustiques qui se reflètent sur les parois en quartz et qui sont détectées par les capteurs.

Concernant la luminosité enregistrée par la caméra pendant le phénomène d’allumage circulaire, elle est moindre sur les réalisations expérimentales réalisées à froid (Fig. 1.7) qu’à chaud (Fig. 1.8 et Fig. 1.9) car la flamme se propageant moins vite, la quantité de gaz consommée par unité de temps est moindre sur

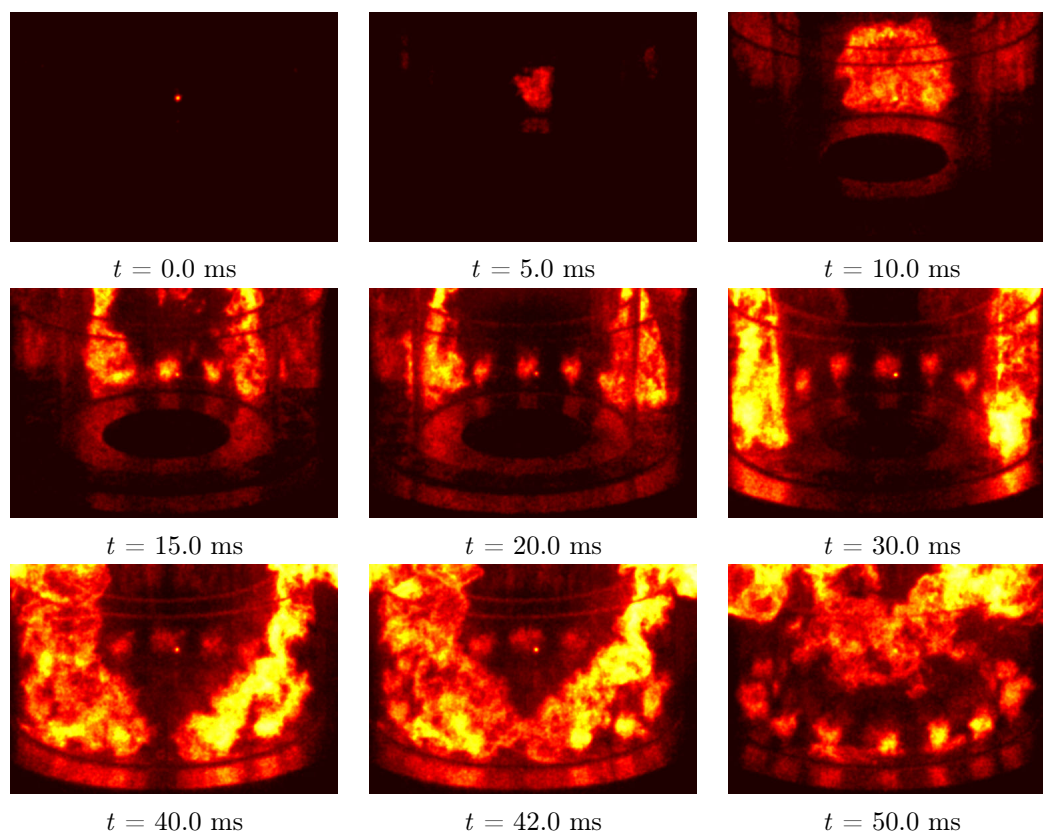


FIGURE 1.9 – Neuf instants successifs d’une phase de light-round (point de fonctionnement #3 ($U_{bulk} = 22.0\text{m.s}^{-1}$); expérience réalisée avec un préchauffage préalable de la chambre MICCA avant acquisition des images). Les images sont issues de réalisations expérimentales et enregistrées par la caméra intensifiée CMOS. L’intensité lumineuse émise par la flamme au cours du processus d’allumage circulaire est représentée en fausses couleurs pour améliorer la visualisation.

une capture d’image caméra, ce qui implique un dégagement de chaleur par unité de temps également moindre, et donc une production de radicaux libres inférieure. Ces radicaux étant principalement responsables de l’intensité lumineuse émise par la flamme, la flamme d’un allumage circulaire à froid est donc moins lumineuse que celle qui correspond à un allumage circulaire à chaud. La variabilité de la géométrie de flamme pour un point de fonctionnement donné (PREHEATED #2 dans le cas présent) est illustrée à la Fig. 1.13. Trois réalisations y sont présentées, toutes trois effectuées dans les mêmes conditions de fonctionnement. Quatre instants successifs ($t = 12.5, 25.0, 37.5, 50.0$ ms) sont montrés. Dans les premiers instants, la même forme en arche asymétrique est retrouvée ($t = 12.5$ ms), puis après la séparation en deux fronts de flamme, ceux-ci se redressent ($t = 25.0$ ms) avant de s’incliner à nouveau de façon semblable ($t = 37.5$ ms) pour finalement se rencontrer sur l’injecteur faisant face

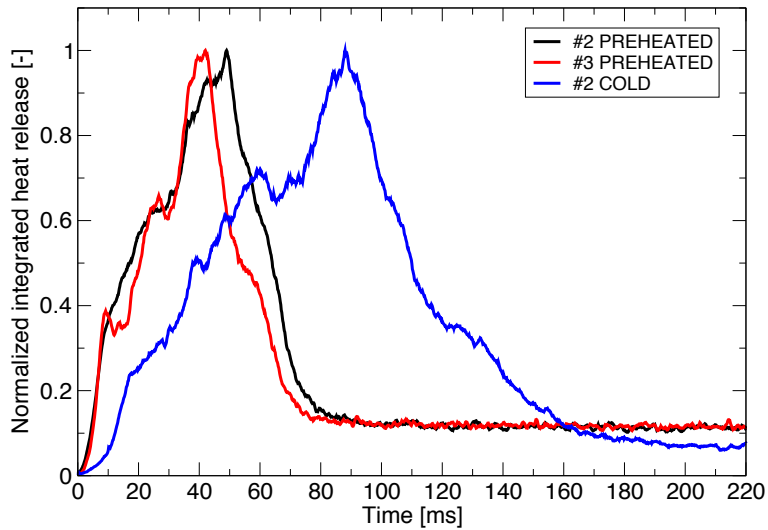


FIGURE 1.10 – Evolution temporelle de l'intensité lumineuse intégrée sur la ligne de vue de la caméra pour les trois points de fonctionnement présentés aux figures 1.7 (courbe bleue), 1.8 (courbe noire) et 1.9 (courbe rouge) et normalisée par son maximum.

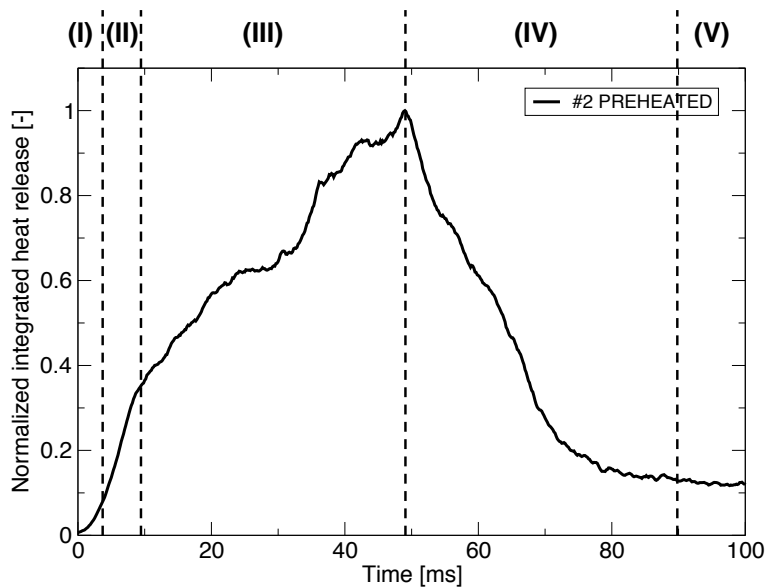


FIGURE 1.11 – Evolution temporelle de l'intensité lumineuse intégrée sur la ligne de vue de la caméra pour le point de fonctionnement présenté à la figure 1.8 et normalisée par son maximum. Les cinq phases du processus d'allumage circulaire sont démarquées par des lignes discontinues.

à l'injecteur de démarrage, en environ $t = 50$ ms. Il est d'ailleurs à noter que la rencontre des deux fronts de flamme au niveau du secteur S8 (voir Fig. 1.4)

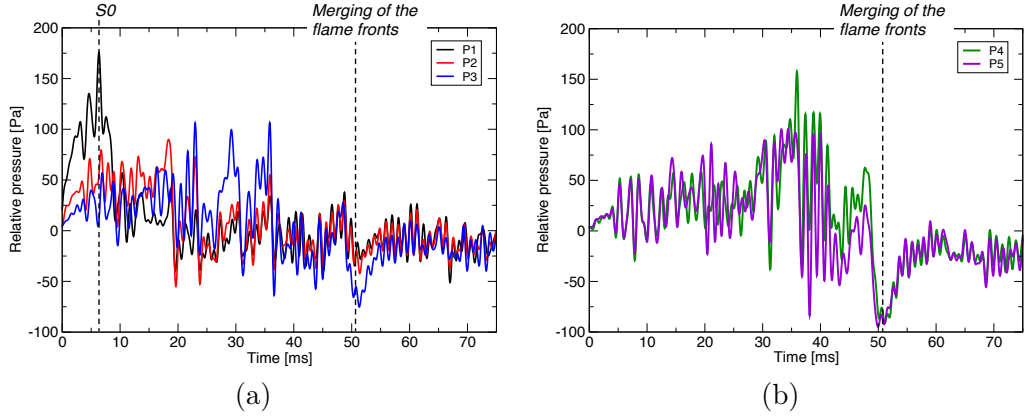


FIGURE 1.12 – Signaux de pression pour le cas PREHEATED #2 issus des capteurs (a) P1 (noir), P2 (rouge) et P3 (bleu) et (b) P4 (vert) et P5 (violet) (voir Fig. 1.4 pour la désignation des secteurs).

est plutôt caractéristique des allumages circulaires à chaud, et est plutôt décentrée dans le cas d’allumage circulaire avec des conditions froides (voir Fig. 1.7). La structure de flamme est donc peu variable d’une réalisation expérimentale à l’autre, en particulier lors du préchauffage amont de la chambre de combustion. Il est également à noter que la variabilité dans les temps de passage des fronts de flamme sur les différents secteurs de la chambre est plus faible dans le cas d’un allumage à chaud (davantage développée en sous-section 1.5.3). La flamme correspondant à un allumage circulaire à chaud se déploie donc de façon régulière en espace et en temps. La figure 1.14 montre également les intensités lumineuses intégrées au cours du temps et normalisées par leur maximum respectif. Les mêmes phases sont retrouvées lors de l’allumage circulaire pour chacun des cas. Il est à noter également que les pentes des courbes aux différentes phases sont très similaires, ce qui indique un comportement très reproductible de l’allumage circulaire à chaud.

1.5.3 Caractérisation du temps de propagation de la flamme

Afin de comparer les différentes réalisations de façon identique, il convient de définir un temps caractéristique de propagation. Dans l’étude concernant la propagation de la flamme d’injecteur en injecteur jusqu’à allumage complet de la chambre, il a été défini un temps dit “temps de merging”, qui correspond au temps entre l’instant où le noyau de flamme initial est créé, et l’instant où les deux fronts de flamme se rejoignent. Les tout premiers instants (entre le moment où la bougie est activée et le moment où le noyau initial de flamme est créé) ne sont donc pas pris en compte ici, à l’instar des phases (IV) et (V). L’ensemble des points expérimentaux sont rassemblés à la Fig. 1.15. Les points réalisés à température ambiante sont marqués “COLD” tandis que les points réalisés avec un préchauffage en amont sont marqués “PREHEATED”. Le pre-

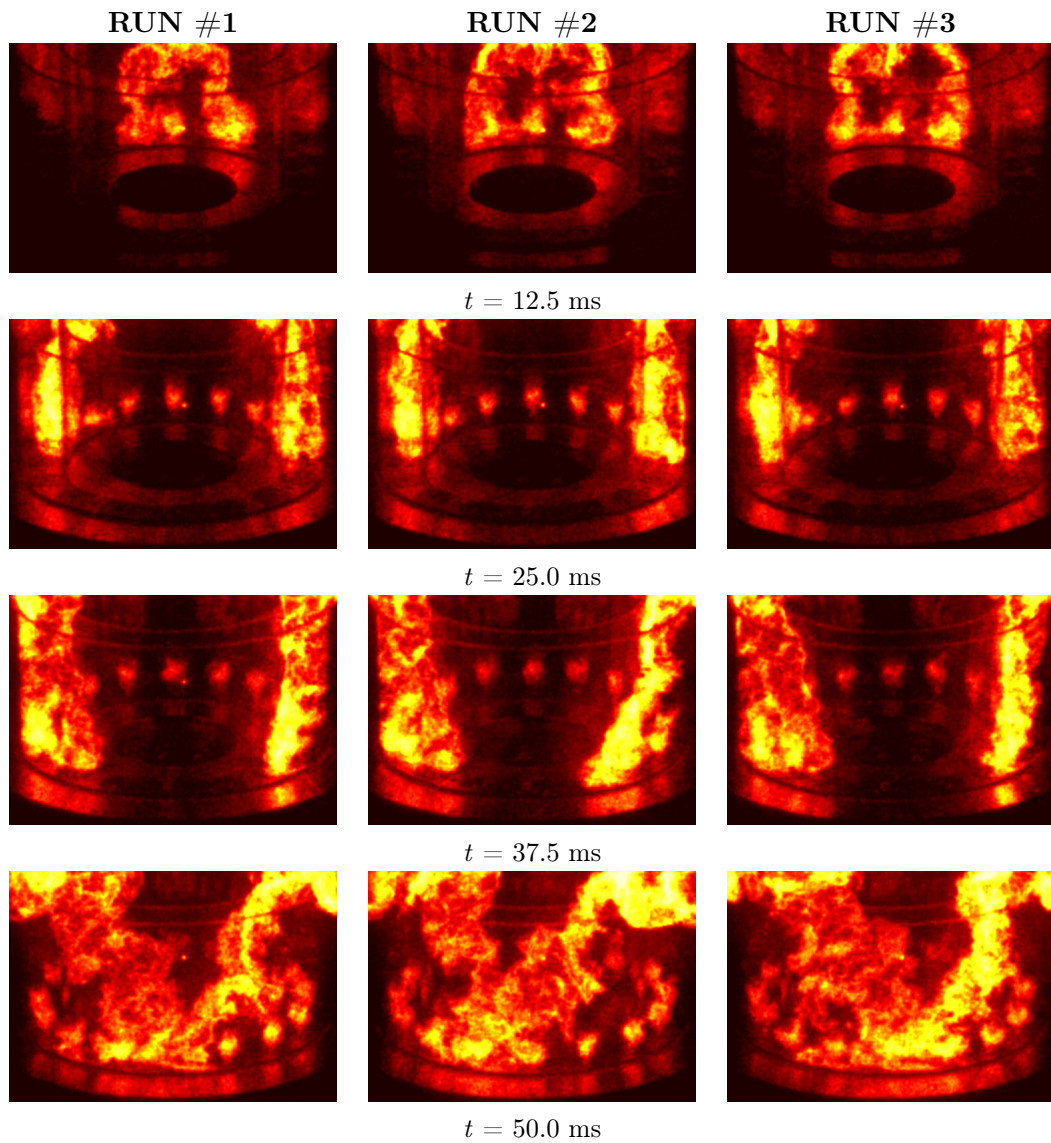


FIGURE 1.13 – Quatre instants successifs d’une phase d’allumage circulaire (point de fonctionnement #2 ($U_{bulk} = 17.1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$); expérience réalisée avec un préchauffage préalable de la chambre MICCA avant acquisition des images). Les images sont issues de trois réalisations expérimentales différentes, aux mêmes conditions expérimentales. La structure de flamme présente peu de différences entre les diverses réalisations, ce qui indique que l’expérience est reproductible.

mier constat est que, pour un même point de fonctionnement, en fonction du chauffage des parois le temps de “merging” varie fortement (voir le point #2 symbolisé par respectivement des carrés bleus et des diamants bleus pour les conditions à froid et préchauffée). En moyenne, un allumage à froid prend 160% du temps nécessaire pour réaliser un allumage en conditions préchauffées. La

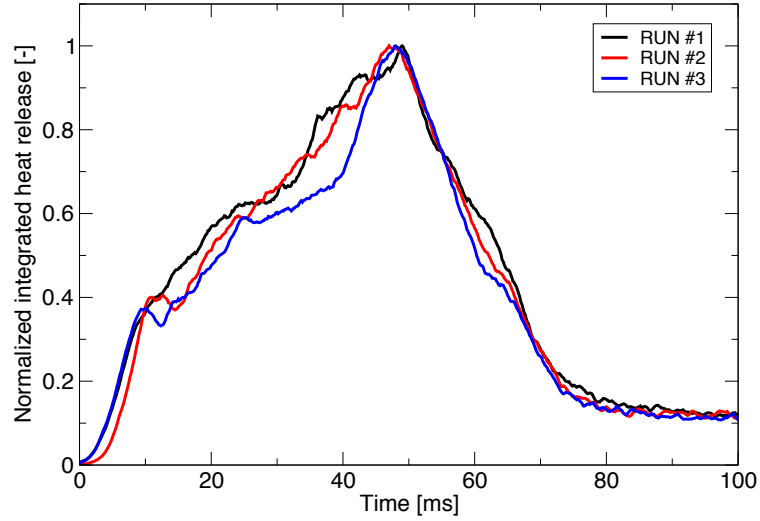


FIGURE 1.14 – Evolution temporelle de l'intensité lumineuse intégrée sur la ligne de vue de la caméra pour les trois points de fonctionnement présentés à la Fig. 1.13 et normalisée par son maximum. Le RUN#1 correspond à la courbe noire; le RUN#2 correspond à la courbe rouge; le RUN#3 correspond à la courbe bleue.

température des parois de la chambre semble donc être un paramètre déterminant dans le processus d'allumage circulaire. Une première hypothèse est que le transfert thermique entre la paroi et la flamme est d'autant plus important que la température de la paroi est basse, ce qui a pour effet de diminuer le dégagement de chaleur de la flamme, et par suite de dégrader sa vitesse de propagation. Ensuite, d'après la Fig. 1.15, plus la vitesse débitante U_{bulk} est élevée, plus le temps de "merging" est court. Cette observation avait déjà été effectuée par Bourgoïn et al. (2013) sur la même expérience mais avec une géométrie d'injecteur légèrement différente (tourbillonneur disposant de pales et non de trous, avec un nombre de swirl légèrement plus réduit $S_N = 0.7$, et des tubes en quartz d'une hauteur de 400 mm). Ainsi, les moyennes des temps de "merging" sont respectivement de 60.5 ms, 50 ms et 44.5 ms pour des vitesses débitantes de $U_{bulk_1} = 12.2 \text{ m.s}^{-1}$, $U_{bulk_2} = 17.1 \text{ m.s}^{-1}$ et $U_{bulk_3} = 22.0 \text{ m.s}^{-1}$.

Les ellipses rassemblant plusieurs points (voir Fig. 1.15) sont numérotées afin de repérer l'ordre dans lequel les acquisitions ont été effectuées. Cela permet en outre de connaître les acquisitions ayant bénéficiées d'un préchauffage plus important. En effet, entre les différents groupes d'acquisitions, la chambre annulaire est laissée en fonctionnement, ce qui implique une température de paroi plus élevée. Il est alors observée que le temps de "merging" tend vers une asymptote qui définit ainsi le temps minimal mis par la flamme pour se propager complètement dans l'espace annulaire.

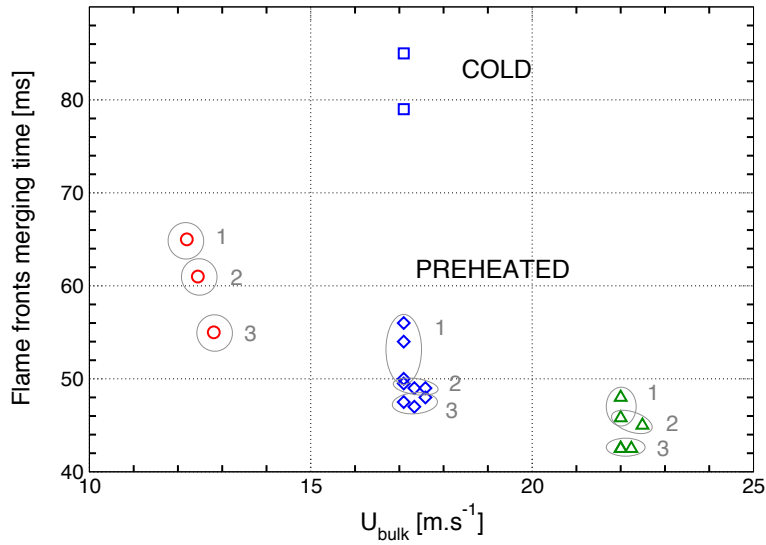


FIGURE 1.15 – Temps caractéristique de propagation des fronts de flamme (“Merging time” en anglais), défini comme le temps mis par les deux fronts de flamme issus de l’allumage par la bougie pour parcourir complètement la chambre annulaire et se rejoindre sur le dernier injecteur. Les ellipses numérotées indiquent l’ordre dans lequel les acquisitions par préchauffage ont été effectuées.

1.6 Conclusion

Ce chapitre contient une présentation de l’expérience MICCA du laboratoire EM2C. Il s’agit d’une chambre annulaire disposant de multiples injecteurs swirlés, et de dimensions semblables à celles d’un tube à flamme d’hélicoptère. Des expériences d’allumage ont été réalisées sur ce dispositif, en faisant varier la vitesse débitante (à richesse constante) et la température de paroi (par une étape de préchauffage de la chambre). Ainsi, plus la vitesse débitante est élevée et plus le processus d’allumage circulaire est rapide ; de même, plus la température de paroi de la chambre est élevée, plus la flamme se propage rapidement. Des images du transitoire d’allumage ont été enregistrées par imagerie haute-cadence, offrant ainsi un premier élément de comparaison qualitative avec les simulations numériques présentées en section 3.4.

Chapitre 2

Simulation aux Grandes Echelles et modélisation de la combustion

On présente dans ce chapitre l'outil de simulation numérique qui sera utilisé pour la simulation du brûleur annulaire expérimental (chapitre 3). Cet outil est ensuite validé dans une configuration comportant un seul injecteur swirlé. Ce travail s'appuie sur le code de simulation AVBP du Cerfacs et de l'IFP Energies Nouvelles. Les équations et modèles de fermeture pour la simulation aux grandes échelles sont données dans un premier temps. Le modèle de combustion F-TACLES est ensuite décrit de façon détaillée. La configuration numérique utilisée est ensuite présentée, et des calculs de validation sont effectués afin de vérifier la pertinence des choix de modélisation et de méthodologie de discrétisation. On traite notamment du niveau de raffinement du maillage. Le cadre numérique adopté pour les calculs est ensuite validé en comparant des champs de vitesse obtenus numériquement à des profils obtenus sur une configuration expérimentale au moyen de diagnostics laser.

2.1 Introduction

Le but de la simulation numérique est de représenter par le calcul sur ordinateur des phénomènes physiques réels. La simulation vient en complément de la théorie qui est restreinte à l'analyse de problèmes simplifiés et de l'expérience qui fournit une description concrète mais qui est souvent limitée par les capacités des diagnostics disponibles. Les données expérimentales sont aussi parfois obtenus au moyen de sondes intrusives dont la présence modifie le système étudié. L'expérimentation permet cependant la validation des calculs numériques, même si cette validation reste partielle. Réciproquement, l'intérêt des simulations réside donc dans l'importante quantité de données qu'elles fournissent et l'exhaustivité de celles-ci (champs de pression, température, vitesse, espèces

chimiques, etc.). La combinaison expérience/simulation apparaît donc comme un atout majeur pour la compréhension de phénomènes physiques complexes. L'objet du présent travail est de réaliser, sur une géométrie annulaire de dimension similaire à une chambre de combustion d'hélicoptère, des simulations du transitoire d'allumage circulaire, et de procéder à des comparaisons avec les résultats expérimentaux présentés au chapitre 1, en effectuant aussi une variation paramétrique (du débit d'injection par exemple). De tels calculs ont déjà été réalisés sur des géométries semblables à celles que l'on peut trouver dans des moteurs d'hélicoptère, notamment avec le calcul pionnier de [Boileau et al. \(2008\)](#), qui réalise la première simulation d'un transitoire d'allumage complet sur une chambre Turbomeca équipée de 18 injecteurs de kérosène, mais sans comparaison détaillées avec l'expérience. Plus récemment, les simulations de [Barré et al. \(2014\)](#), réalisées sur une géométrie linéaire disposant de 5 injecteurs, ont été confrontées à des résultats expérimentaux sur la même géométrie (voir [Cordier et al. \(2013\)](#)). Cette géométrie de laboratoire comporte un nombre d'injecteurs relativement faible dans une configuration linéaire qui ne peut pas rendre compte de mécanismes observés dans le cas où la chambre est annulaire, une géométrie typique des moteurs aéronautiques. Dans cas du foyer de type Turbomeca [Boileau et al. \(2008\)](#) ou dans celui du CORIA [Barré et al. \(2014\)](#), les simulations numériques sont réalisés avec le code AVBP (voir [CERFACS \(2011\)](#)). Ce code permet d'intégrer les équations de la mécanique des fluides (équations de Navier-Stokes) sur des maillages non-structurés, dans des géométries représentatives et en trois dimensions. AVBP est également utilisé pour simuler l'allumage de la chambre MICCA. Cependant, l'ensemble des échelles de l'écoulement (notamment celles de la turbulence) ne peuvent être résolues car cela demanderait des puissances de calcul et des temps d'exécution trop importants. Une partie de ces échelles est donc directement calculée, alors que le reste nécessite des modèles de fermeture. De plus, la complexité liée aux écoulements réactifs demande l'utilisation de modèles de combustion performants, capables de refléter la structure de la flamme et sa vitesse de propagation. A ce titre, le modèle de combustion turbulente prémélangée F-TACLES ([Fiorina et al. \(2010\)](#)) a été utilisé sur des configurations de flammes 3D stratifiées issues d'injecteurs équipés de vrilles établissant des écoulements tournants ([Auzillon et al. \(2012\)](#)). Ce modèle a conduit à de très bons accords avec l'expérience. Les équations de la mécanique des fluides et les équations implémentées dans le code AVBP, ainsi que les modèles de fermeture associés à ces équations sont développées en section 2.2. Puis, le modèle de combustion F-TACLES est détaillé en section 2.3. La configuration numérique retenue, ainsi que les différents paramètres utilisés dans les simulations sont présentés en section 2.4. Les premiers tests de validation sur une géométrie disposant d'un unique injecteur sont réalisés et comparés à l'expérience afin de vérifier la capacité du code et des modèles choisis de capturer un écoulement tournant. Enfin, le modèle F-TACLES est mis en oeuvre dans le calcul réactif afin de vérifier son bon fonctionnement.

2.2 Simulation aux Grandes Échelles

2.2.1 Equations et variables conservatives

Le code de simulation numérique utilisé doit donc être en mesure de résoudre les équations de la mécanique des fluides, c'est à dire les équations de Navier-Stokes (présentées ici sous leur forme locale instantanée, voir [CERFACS \(2011\)](#) complétées par les équations de bilan d'énergie et d'espèces) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.1)$$

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

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho E u_j) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (p u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\tau_{ij} u_i) - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} + \dot{\omega}_T + \dot{Q}_r \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial \rho_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_k u_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} (J_{j,k}) + \dot{\omega}_k \quad (2.4)$$

L'équation 2.1 correspond au bilan de masse ; l'équation 2.2 représente le bilan de quantité de mouvement ; l'équation 2.3 établit le bilan d'énergie ; enfin, l'équation 2.4 décrit l'évolution des espèces chimiques. Les notations ρ , u_i , E , ρ_k représentent respectivement la masse volumique, le champ de vitesse, l'énergie par unité de masse (soit la somme de l'énergie sensible e_s et de l'énergie cinétique $(1/2)u_i u_i$) et la masse volumique des espèces $\rho_k = \rho Y_k$ pour $k = 1 \dots N$ (N étant le nombre totale d'espèces présentes). Dans l'équation 2.3 on trouve un terme source chimique $\dot{\omega}_T$ et un terme source représentant le transfert radiatif \dot{Q}_r . Les termes source chimiques de l'équation de transport 2.4 sont notés $\dot{\omega}_k$. Il est usuel de décomposer le tenseur des flux en une partie non-visqueuse et une partie visqueuse. Elles s'écrivent respectivement pour le système d'équations ci-dessus :

$$\begin{pmatrix} \rho u_i u_j + p \delta_{ij} \\ (\rho E + p \delta_{ij}) u_j \\ \rho_k u_j \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

où p représente la pression thermodynamique vérifiant l'équation des gaz parfaits : $p = \rho r T$. Dans cette dernière équation r et T représentent respectivement la constante des gaz parfaits pondéré par la masse molaire moyenne du mélange W ($r = \mathcal{R}/W$), et la température. La partie correspondant aux phénomènes de transport (viscosité, conductivité thermique et diffusion des espèces) s'écrit :

$$\begin{pmatrix} -\tau_{ij} \\ -(u_i \tau_{ij}) + q_j \\ J_{j,k} \end{pmatrix} \quad (2.6)$$

où τ_{ij} désigne le tenseur des contraintes visqueuses :

$$\tau_{ij} = 2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} \delta_{ij} S_{ll} \right) \quad (2.7)$$

et :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.8)$$

où μ représente la viscosité dynamique du mélange.

$J_{j,k}$ représente le flux de diffusion des k espèces :

$$J_{j,k} = -\rho \left(D_k \frac{W_k}{W} \frac{\partial X_k}{\partial x_i} - Y_k V_j^c \right) \quad (2.9)$$

où D_k représente le coefficient de diffusion de l'espèce k du mélange ; W_k est la masse molaire de l'espèce k ; X_k est la fraction molaire de l'espèce k ; Y_k est la fraction massique de l'espèce k ; V_j^c est une vitesse de diffusion corrective ajoutée à la vitesse de diffusion afin d'assurer la conservation globale de la masse (voir [Poinso and Veynante \(2011\)](#)).

Dans l'équation de bilan de l'énergie le vecteur flux de chaleur q_j est donné par :

$$q_j = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x_j} + \sum_{k=1}^N J_{j,k} h_{s,k} \quad (2.10)$$

où λ est le coefficient de conductivité thermique du mélange et $h_{s,k}$ est l'enthalpie sensible par unité de masse de l'espèce k .

Afin de résoudre un champ fluide par l'outil de simulation numérique, il convient donc d'implémenter ces équations dans un code de calcul, puis de les résoudre. Cela implique notamment de résoudre la turbulence qui apparaît dans le système, qui est une composante non-linéaire et multi-échelle du système (typiquement du micromètre au mètre dans les systèmes qui nous intéressent ici). Afin de capter l'ensemble des gradients et autres variations des paramètres du système, il convient d'effectuer un calcul sur un domaine discrétisé sur des éléments très fins (mailles), dont le plus petit élément est présente une taille de l'ordre de grandeur de la taille de la plus petite échelle de l'écoulement (cette taille désignée sous le nom d' "échelle de Kolmogorov" correspond aux plus petits tourbillons de l'écoulement). Dans des configurations de type industriel, le calcul complet et direct des équations de Navier-Stokes (appelé *Direct Numerical Simulation (DNS)* en anglais) reste hors de portée car le coût de calcul associé est exorbitant au regard des performances des super-ordinateurs dédiés au calcul scientifique. Il est estimé que le nombre de points M d'un maillage en trois dimensions doit vérifier la condition : $M \geq \text{Re}^{9/4}$. Ainsi, cette technique de simulation numérique reste encore dédiée à des nombres de Reynolds Re limités, et pour des géométries de l'ordre du millimètre à quelques centimètres. On peut pallier à cette difficulté en utilisant la simulation aux grandes échelles (*Large Eddy Simulation (LES)* en anglais). C'est effectivement ce type de méthode qui sera utilisée ici mais au préalable, il faut aussi discuter des méthodes fondées sur les équations moyennées.

Ces équations sont déduites des équations instantanées données plus haut sont moyennées en appliquant une moyenne d'ensemble. Dans ce cadre théorique (appelé *Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)* en anglais), il est nécessaire de modéliser l'ensemble des contraintes turbulentes associées à tout le spectre de la turbulence (voir Fig. 2.1), ce qui nécessite une modélisation adaptée. L'intérêt majeur d'une telle méthode est qu'elle permet de s'affranchir d'un niveau de raffinement trop important pour le maillage, conduisant ainsi à des temps de retour plus réduits et une puissance de calcul moindre que celle de la LES. Les méthodes RANS sont largement utilisées dans l'industrie afin de connaître le comportement global d'un système. Elle permet éventuellement la réalisation de calculs instationnaires (via la technique U-RANS, pour *Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes* en anglais), mais nécessite toujours une part de modélisation importante comparativement à la LES, et ne représente pas en ce sens une méthode de simulation intéressante pour le cas de l'allumage circulaire de la chambre MICCA.

2.2.2 Equations filtrées pour la LES

Fondamentalement la LES s'appuie sur un filtrage spatial des équations de Navier-Stokes. Ainsi, il n'est plus question de résoudre l'ensemble des échelles de la turbulence, mais uniquement de représenter les plus grandes échelles, et de modéliser les plus petites (voir Fig. 2.1).

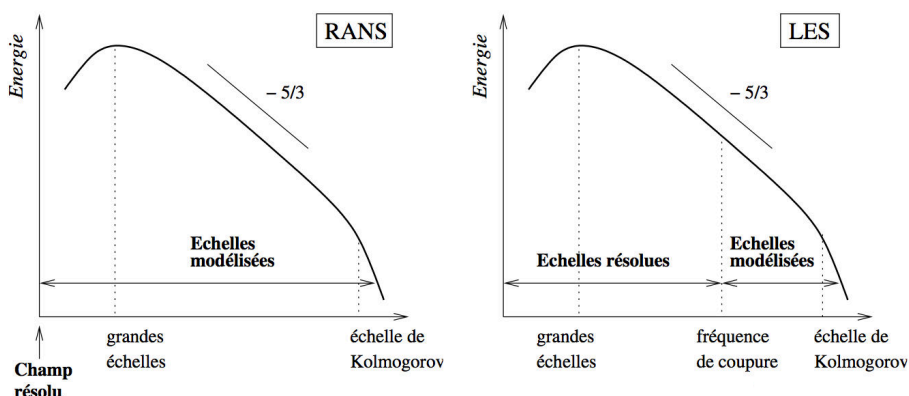


FIGURE 2.1 – Schématisation du spectre d'énergie turbulente. La figure de gauche montre le concept de simulation RANS (l'ensemble des échelles sont modélisées); la figure de droite montre le concept de simulation LES (les plus grandes échelles sont simulées; les échelles les plus petites, correspondant aux grands nombres d'ondes sont modélisées).

La technique de filtrage mentionnée précédemment consiste à effectuer un produit de convolution entre une quantité physique à filtrer (soit ϕ ici) avec un

filtre spatial G_Δ de taille caractéristique Δ . Ainsi :

$$\bar{\phi}(\mathbf{x}) = \int \phi(\mathbf{x}') G_\Delta(\mathbf{x}' - \mathbf{x}) d\mathbf{x}' \quad (2.11)$$

Les filtres standards sont de type passe-bas, boîte ou gaussien (Sagaut and Grohens (1999)). La quantité physique ϕ s'écrit alors comme la somme de la quantité filtrée $\bar{\phi}$ et de la quantité de sous-maille, non-résolue ϕ' : $\phi = \bar{\phi} + \phi'$. Dans les écoulements avec changement de masse volumique, il convient d'utiliser des moyennes spatiales pondérées par la masse volumique, appelée "filtre de Favre" (Favre (1969)), définie par l'expression suivante :

$$\overline{\rho\phi} = \bar{\rho}\tilde{\phi} \quad (2.12)$$

En combinant 2.11 et 2.12, le filtrage LES de la quantité ϕ pour un écoulement peut s'écrire :

$$\bar{\rho}\tilde{\phi} = \int \rho\phi(\mathbf{x}') G_\Delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}') d\mathbf{x}' \quad (2.13)$$

Ainsi, le filtrage spatial des équations 2.1, 2.2, 2.3 et 2.4 donne le nouveau système d'équations suivant (notation indicielle) :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^t}{\partial x_j} \quad (2.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_j) = & -\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{p} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} u_i) - \frac{\partial \bar{q}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j^t}{\partial x_j} \\ & + \bar{\dot{\omega}}_T + \bar{Q}_r \end{aligned} \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{u}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{J}_{j,k}) - \frac{\partial}{\partial x_j} (J_{j,k}^t) + \bar{\dot{\omega}}_k \quad (2.17)$$

Les tenseurs non-visqueux 2.5 et visqueux 2.6 s'écrivent alors respectivement :

$$\begin{pmatrix} \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j + \bar{p} \delta_{ij} \\ \bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_j + \bar{p} u_j \delta_{ij} \\ \bar{\rho}_k \tilde{u}_j \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Et :

$$\begin{pmatrix} -\bar{\tau}_{ij} \\ -(\bar{u}_i \bar{\tau}_{ij}) + \bar{q}_j \\ \bar{J}_{j,k} \end{pmatrix} \quad (2.19)$$

Le filtrage spatial des équations de Navier-Stokes fait apparaître des termes non-fermés qu'il est nécessaire de modéliser pour prendre en compte l'influence des plus petites structures de l'écoulement sur les variables filtrées, et qui seront explicités dans la section 2.2.3 :

$$\begin{pmatrix} -\tau_{ij}^t \\ q_j^t \\ J_{j,k}^t \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\bar{\rho} (\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \\ \bar{\rho} (\widetilde{u_j E} - \tilde{u}_j \tilde{E}) \\ \bar{\rho} (\widetilde{u_j Y_k} - \tilde{u}_j \tilde{Y}_k) \end{pmatrix} \quad (2.20)$$

L'ensemble des équations 2.14, 2.15, 2.16 et 2.17 sont implémentées dans le code de simulation numérique AVBP (CERFACS (2011)). La discrétisation est réalisée sur des maillages non-structurés 2D et 3D des équations de Navier-Stokes compressibles (Schonfeld and Rudgyard (1999); Moureau et al. (2005)). Ce code a été largement éprouvé sur un nombre de configurations important incluant des cas non-réactif et réactif (Selle et al. (2004); Sommerer et al. (2004); Giaque et al. (2005); Roux et al. (2005); Selle et al. (2006); Boileau et al. (2008); Gicquel et al. (2012); Wolf et al. (2012)). L'atout majeur d'un tel outil réside dans le fait qu'il peut profiter des technologies du calcul massivement parallèle, ce qui permet, par un processus de découpage du domaine de calcul et de communication entre processeurs, d'effectuer des calculs sur des maillages de très grande taille sans perdre en performance de calcul et avec un temps de retour raisonnable. A la Fig. 2.2, les symboles rouges (qui représentent les processus de calcul répartis sur les noeuds du calculateur) sont très proches de la courbe de performance idéale (en bleu), et ce même lorsque l'on augmente le nombre de tâches parallélisées de façon significative. Ainsi, l'efficacité du code AVBP reste donc très bonne lorsque le calcul est effectué sur un très grand nombre de processeurs en utilisant un parallélisme massif.

2.2.3 Modèles de sous-maille

Les équations filtrées de Navier-Stokes pour la LES (équations 2.14, 2.15, 2.16 et 2.17) font apparaître des tenseurs et vecteurs de sous-maille décrivant le comportement et l'interaction des mouvements fluides à l'échelle non-résolue avec ceux existant du niveau résolu. Selon l'hypothèse de Boussinesq, l'influence de la sous-maille sur les échelles résolues est prise en compte par un modèle de sous-maille utilisant une viscosité turbulente ν_t . Une telle approche suppose que l'action de la sous-maille sur le champ résolu est purement dissipative (ce qui est l'hypothèse de la cascade énergétique de Kolmogorov, les plus grandes échelles, plus énergétiques, transfèrent leur énergie à des échelles plus petites et ce jusqu'à atteindre l'échelle de Kolmogorov η_k comme montrée à la Fig. 2.1). Ainsi, la définition du tenseur des contraintes de sous-maille donnée dans l'équation 2.20 peut s'écrire sous la forme d'une somme de la partie déviatrice et d'une

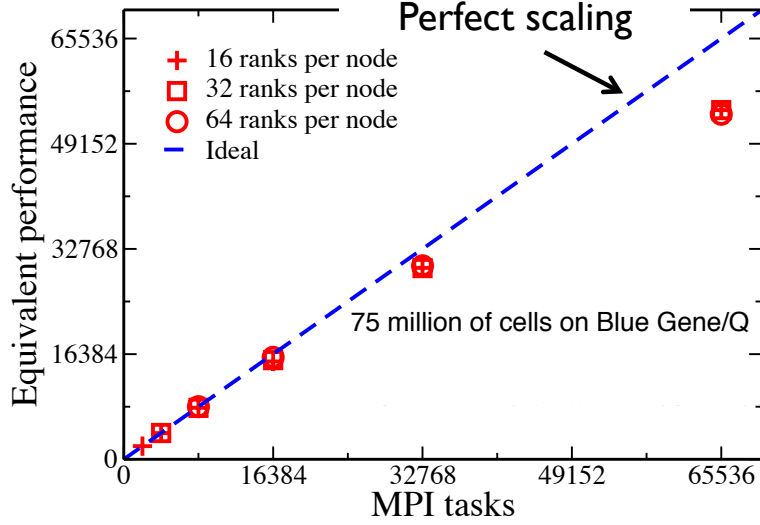


FIGURE 2.2 – Performance de la parallélisation des tâches de calcul pour une simulation effectuée sur une machine Blue Gene/Q avec le code AVBP sur un maillage de 75 millions de cellules. La performance idéale est représentée par la courbe discontinue bleue ; la performance réelle (qui est fonction du nombre de processus par nœud) est représentée par les symboles rouges. Avec l’aimable autorisation de G. Staffelbach (Cerfacs).

partie isotrope (négligée) :

$$\tau_{ij}^t = 2\bar{\rho}\nu_t\tilde{S}_{ij} - \frac{1}{3}\tau_{ll}^t\delta_{ij} \quad (2.21)$$

avec :

$$\tilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{1}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (2.22)$$

où τ_{ij}^t est le tenseur des contraintes turbulentes de sous maille à modéliser, ν_t est la viscosité turbulente de sous-maille, \tilde{u}_i est le vecteur vitesse filtré, et \tilde{S}_{ij} est le tenseur des déformations résolu. Ainsi, la différence entre les différents modèles de sous-maille existants réside dans la façon dont la viscosité turbulente ν_t est définie puis calculée. Le modèle le plus ancien, et également le plus simple dans sa formulation, est celui proposé par Smagorinsky (1963). La viscosité turbulente est déduite algébriquement du tenseur résolu des taux de déformation :

$$\nu_t = (C_S\Delta)^2 \left(2\tilde{S}_{ij}\tilde{S}_{ij} \right)^{1/2} \quad (2.23)$$

avec $C_S = 0.18$ pour une turbulence homogène isotrope ; l’échelle de coupure Δ est une dimension caractéristique calculé localement pour chaque cellule du maillage : $\Delta = V_{cell}^{1/3}$. Cependant, la valeur de la constante C_S dépend des

configurations de l'écoulement, et n'est donc pas universelle. De plus, le modèle est connu pour être trop dissipatif, notamment près des parois, et son utilisation pour des régimes de transition vers la turbulence n'est pas recommandé (Sagaut (1998)). Pour pallier à ces faiblesses, Nicoud and Ducros (1999) ont développé le modèle WALE (pour "Wall Adapting Local Eddy"), dont la viscosité turbulente qui prend la forme :

$$\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{\left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{3/2}}{\left(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij}\right)^{5/2} + \left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{5/4}} \quad (2.24)$$

Dans cette expression, C_w est une constante dont la valeur est fixée à : $C_w = 0.4929$; s_{ij}^d est la partie symétrique à trace nulle du tenseur du carré du gradient de vitesse défini par :

$$s_{ij}^d = \frac{1}{2} (\tilde{g}_{ij}^2 + \tilde{g}_{ji}^2) - \frac{1}{3} \tilde{g}_{kk}^2 \delta_{ij} \quad (2.25)$$

où \tilde{g}_{ij} est la partie irrotationnelle du tenseur des contraintes résolu. Ce modèle permet en outre de réduire l'effet de l'absence de traitement aux parois (voir Thobois (2006)). Il a donc été retenu pour les calculs d'allumage circulaire de la chambre MICCA.

Pour les autres termes non-résolus de 2.20, il sont respectivement modélisés de la façon suivante :

$$J_{j,k}^t = -\bar{\rho} \left(D_k^t \frac{W_k}{W} \frac{\partial \tilde{X}_k}{\partial x_i} - \tilde{Y}_k \tilde{V}_j^{c,t} \right) \quad (2.26)$$

pour le terme de flux de diffusion des espèces, avec le coefficient de diffusion $D_k^t = \nu_t / \text{Sc}_k^t$. Le nombre de Schmidt turbulent est fixé dans AVBP et sa valeur standard est $\text{Sc}_k^t = 0.6$.

Le terme de flux de chaleur de sous-maille s'écrit sous la forme :

$$q_j^t = -\lambda_t \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} + \sum_{k=1}^N J_{j,k}^t \tilde{h}_{s,k} \quad (2.27)$$

avec :

$$\lambda_t = \frac{\mu_t \bar{c}_p}{\text{Pr}^t} \quad (2.28)$$

Le nombre de Prandtl turbulent est fixé dans AVBP et habituellement $\text{Pr}^t = 0.6$.

2.3 Le modèle de combustion prémélangée F-TACLES

2.3.1 Enjeux de la modélisation de la combustion prémélangée dans les calculs LES

En combustion, des phénomènes tels que l'allumage, l'extinction ou encore la prédiction des polluants sont autant de composantes dépendantes du comporte-

ment chimique du système, et de son interaction avec la turbulence. La simulation numérique, et l'importante quantité de données qu'elle génère, semble être un atout majeur pour atteindre une meilleure compréhension et une meilleure maîtrise de ces effets. Cependant, une réaction chimique d'un combustible gazeux avec un comburant met en jeu plusieurs dizaines, voire plusieurs centaines de réactions élémentaires impliquant un grand nombre d'espèces intermédiaires. Ainsi, une description complète d'un mécanisme chimique détaillé reste encore hors de portée des outils de simulation numérique multidimensionnels car elle fait intervenir trop d'espèces dont le calcul s'avère trop coûteux en terme de temps de calcul. De plus, la plus petite taille de maille d'une grille LES est typiquement de l'ordre du millimètre, quand l'épaisseur d'une flamme de pré-mélange est de l'ordre du dixième de millimètre. Il n'est donc pas possible de résoudre la structure complète des flammes sur les maillages typiquement utilisés pour la LES, comme cela est montré à la Fig. 2.3 : plusieurs Δx_{DNS} existent dans l'épaisseur thermique du front de flamme δ_l quand la taille de maille LES Δx_{LES} lui est équivalente, voire supérieure. Cette sous-résolution pose une question centrale pour la simulation d'écoulements réactifs dans les calculs LES.

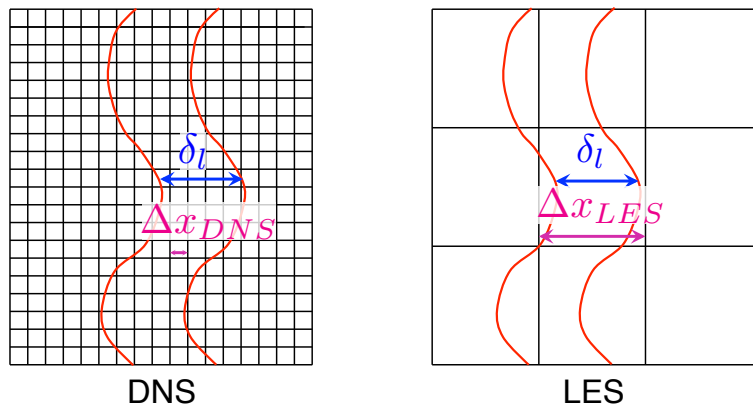


FIGURE 2.3 – Schéma d'un front de flamme complètement résolu sur un maillage DNS (à gauche) et le même front projeté sur un maillage LES (à droite). L'épaisseur thermique est notée δ_l . Les tailles de maille caractéristiques de la DNS et de la LES sont notées respectivement Δx_{DNS} et Δx_{LES} .

Il est donc nécessaire d'utiliser un modèle afin de représenter la combustion dans la simulation. On distingue de nombreux modèles pour chaque régime de combustion (non-prémélangé ou prémélangé), qui sont détaillés de façon exhaustive dans la revue de [Veynante and Vervisch \(2002\)](#). Deux aspects fondamentaux doivent être représentés par les modèles de combustion prémélangée : (1) la cinétique chimique doit être correctement prise en compte afin de permettre la reproduction de la bonne vitesse de propagation de la flamme dans les calculs, (2) la structure du front de flamme doit être correctement reproduite sur le maillage LES, reflétant notamment son interaction avec la turbulence.

Dans le cas présent, le modèle F-TACLES a été utilisé afin de modéliser la combustion. Dans ce modèle, la chimie est considérée au moyen d’une méthode de tabulation et la résolution suffisante sur le maillage LES est obtenue par le biais d’une méthode de filtrage.

Le principe de la tabulation de la chimie est brièvement exposé en section 2.3.2. Puis, les équations du modèle F-TACLES, les fermetures des termes non-résolus et les premiers tests de validation sont détaillés en section 2.3.3. Enfin, la prise en compte de l’interaction flamme/turbulence à l’échelle de la sous-maille est introduite en section 2.3.4.

2.3.2 Le principe de la tabulation de la chimie

La “vitesse laminaire” S_l^0 d’une flamme est un élément central dans le domaine de la combustion. Elle est le plus souvent définie comme la vitesse d’un front de réaction se déplaçant par rapport à des gaz frais dans une géométrie unidimensionnelle. En combustion prémélangée, S_l^0 est une grandeur caractéristique du mélange combustible et de la richesse ϕ de ce mélange, ainsi que des conditions thermodynamiques de pression et température. Il apparaît donc comme primordial de représenter correctement cette vitesse, et donc de décrire correctement la chimie du système dans les simulations numériques.

Plusieurs solutions existent, la plus directe étant d’inclure l’ensemble des réactions et espèces du mécanisme chimique en présence dans le calcul. Cela nécessite de transporter une équation par espèce, ainsi que d’effectuer le calcul de l’ensemble des termes sources des espèces participant à plusieurs réactions. Une réaction chimique d’un combustible gazeux avec un comburant implique plusieurs dizaines, voire centaines de réactions élémentaires entre les espèces initiales et de nombreuses espèces intermédiaires. Ainsi, une description complète d’un mécanisme chimique détaillé reste encore hors de portée via l’outil de simulation numérique car il apparaît comme trop coûteux en terme de temps de calcul.

Une des possibilités consiste à utiliser des schémas cinétiques d’ordre réduit (en ne conservant que les espèces et réactions prépondérantes). Une autre façon de traiter la cinétique chimique consiste à utiliser des méthodes de réduction de la chimie basée sur une approche mathématique afin d’identifier dans l’espace des phases une sous-variété attractive, introduite par [Maas and Pope \(1992a\)](#); [Maas and Pope \(1992b\)](#) avec la méthode ILDM (pour *Intrinsic Low Dimensional Manifold*), et poursuivi plus tard à travers les approches FPI (pour *Flame Prolongation of ILDM*) par [Gicquel et al. \(2000\)](#); [Fiorina et al. \(2003\)](#) et FGM (pour *Flame Generated Manifold*) par [van Oijen et al. \(2001\)](#); [de Goey et al. \(2003\)](#). Le principe réside dans la construction d’une table utilisant un nombre réduit de paramètre de contrôle (en combustion parfaitement prémélangée). Dans les cas les plus simples on peut se contenter d’une seule *variable de progrès* c . Elle doit suivre l’avancement de la réaction et être bijective (à une valeur de c correspond une unique valeur pour chaque paramètre tabulé). Dans ce

cadre, [Fiorina et al. \(2003\)](#) propose une définition telle que $c = Y_c/Y_c^{eq}$, avec $Y_c = Y_{CO} + Y_{CO_2}$. Elle prend ainsi des valeurs allant de $c = 0$ dans les gaz frais à $c = 1$ dans les gaz brûlés. Cependant, pour une combustion parfaitement prémélangée de propane et d'air en régime pauvre, les produits de combustion sont majoritairement composés de dioxyde de carbone CO_2 . La variable de progrès peut alors s'écrire :

$$c = \frac{Y_{CO_2}}{Y_{CO_2}^{eq}} \quad (2.29)$$

Ainsi, la chimie du système est prise en compte à travers le transport d'une unique équation pour c :

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j c) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho D \frac{\partial c}{\partial x_j} \right) + \dot{\omega}_c \quad (2.30)$$

Dans les méthodes FPI et FGM, on considère que le front de flamme turbulent peut être décomposé en éléments de flammes 1D laminaires prémélangées. Dès lors, il est nécessaire d'utiliser un solveur prenant en compte des mécanismes cinétiques complexes, par exemple au moyen de CHEMKIN ([Kee et al. \(1980\)](#)), afin de calculer les flammes 1D prémélangées. Dans le cas présent, plusieurs mécanismes de combustion propane/air ont été testés (voir Fig. 2.4), afin de vérifier leur capacité à retrouver la bonne vitesse de flamme laminaire, à savoir GRI-MECH 3.0 ([Smith et al. \(1999\)](#)), le mécanisme de [Qin et al. \(2000\)](#) sans diffusion différentielle ($Le_k = 1$), et avec prise en compte de la diffusion différentielle ($Le_k \neq 1$). A noter que le nombre de Lewis Le_k , qui estime le rapport entre la diffusion de la chaleur et la diffusion des espèces, s'écrit :

$$Le_k = \frac{\lambda}{\rho c_p D_k} \quad (2.31)$$

avec λ la conductivité thermique, c_p la capacité calorifique du mélange et D_k le coefficient de diffusion de l'espèce k .

A la figure 2.4, l'influence de la diffusion différentielle est clairement visible sur l'ensemble des richesses tracées. Le mécanisme de [Smith et al. \(1999\)](#) surestime globalement la vitesse de flamme laminaire car le mécanisme a été initialement développé pour le méthane CH_4 . Pour le point de fonctionnement visé à la richesse $\phi = 0.74$, le mécanisme de [Qin et al. \(2000\)](#) produit des résultats intéressants. Une approche rigoureuse imposerait de prendre le mécanisme de [Qin et al. \(2000\)](#) prenant en compte les effets de diffusion différentielle, puisque le calcul du nombre de Lewis associé au propane est $Le_{C_3H_8} = 1.083$; néanmoins, F-TACLES ayant été initialement développé en considérant l'hypothèse de Lewis unitaire, une approche pragmatique consiste à choisir le mécanisme de [Qin et al. \(2000\)](#) avec $Le_k = 1$, et à compenser la sous-évaluation de la vitesse de flamme laminaire en multipliant les termes tabulés par 1.112 (l'écart entre la solution du mécanisme et l'expérience étant de 11.2%). De récents travaux par

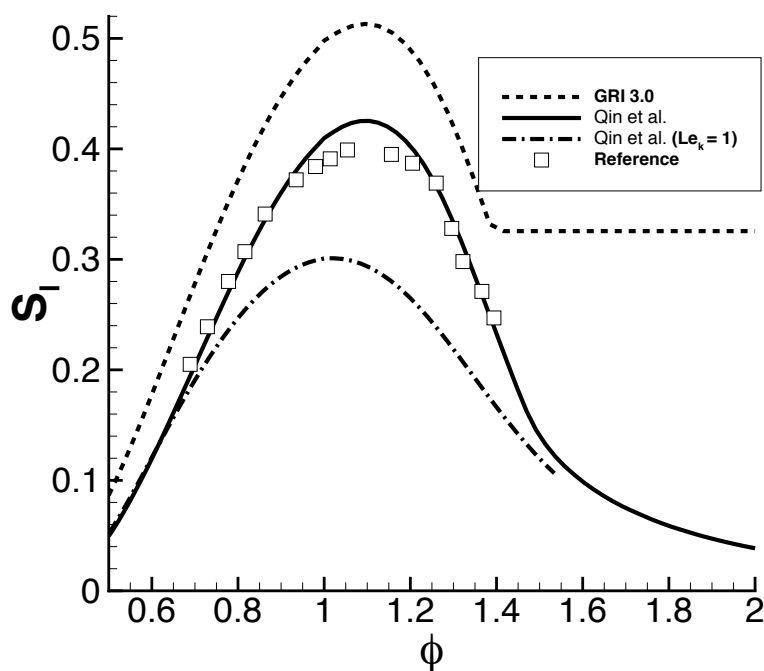


FIGURE 2.4 – Vitesse de flamme laminaire S_l^0 en fonction de la richesse du prémélange propane/air ϕ pour des conditions thermodynamiques $T_u = 298$ K, $p = 101325$ Pa. Les symboles représentent l’expérience (référence) [Vagelopoulos and Egolfopoulos \(1998\)](#); les tirets représentent les résultats de flammes 1D obtenus avec le mécanisme de GRI-MECH 3.0 ([Smith et al. \(1999\)](#)); la ligne continue représente les résultats de flammes 1D obtenus avec le mécanisme de [Qin et al. \(2000\)](#); les tirets-pointillés représentent les résultats de flammes 1D obtenus avec le mécanisme de [Qin et al. \(2000\)](#) et le modèle de transport simplifié.

[Mercier et al. \(2014\)](#) ont montré l’importance de la prise en compte des effets de diffusion différentielle, mais dans des configurations de combustion stratifiée, ce qui n’est pas le cas dans la configuration qui nous intéresse ici.

Le mécanisme une fois choisi pour la cinétique chimique, il convient de représenter la flamme dans la simulation avec l’outil LES. En pratique, la raideur de la variable de progrès c (liée à l’épaisseur thermique $\delta_l^0 = 0.66$ mm pour une flamme de pré-mélange propane/air à $\phi = 0.74$) rend impossible le calcul de la structure complète de la flamme sur un maillage LES, comme montré à la Fig. 2.3. Il est donc nécessaire de rendre le front de flamme plus “large” sur le maillage afin de pouvoir transporter c dans le calcul. Une première façon de rendre le front de flamme plus large que la taille de maille LES Δx est d’épaissir artificiellement la flamme en augmentant le coefficient de diffusion thermique. Cela permet d’obtenir une résolution suffisante sur le maillage pour résoudre la structure de flamme. Cependant, comme le mentionnent [Williams \(1985\)](#) et

Kuo (1986) :

$$S_l^0 \propto \sqrt{D_{th}\dot{\omega}} \quad \text{et} \quad \delta_l^0 \propto \frac{D_{th}}{S_l^0} \propto \sqrt{\frac{D_{th}}{\dot{\omega}}} \quad (2.32)$$

Afin de conserver la bonne vitesse de flamme laminaire S_l^0 , le taux de réaction doit être diminué autant que la diffusion est augmentée. A partir de cela, [Butler and O'Rourke \(1977\)](#), puis plus tard [Colin et al. \(2000\)](#) proposent un modèle de flamme épaissie, TFLES (pour "Thickened Flame for LES" en anglais) :

$$D_{th}^F = F.D_{th} \quad \text{et} \quad \dot{\omega}^F = \frac{\dot{\omega}}{F} \quad (2.33)$$

Dans sa formulation originale, le modèle TFLES s'écrit :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{\rho} D \Xi_{\Delta} F \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \right) + \frac{\Xi_{\Delta} \bar{\rho} \tilde{\omega} Y_k}{F} \quad (2.34)$$

Le terme Ξ_{Δ} sera introduit en section 2.3.4.

TFLES a été largement utilisé, notamment sur des configurations complexes ([Boileau et al. \(2008\)](#)), et a été utilisé pour un calcul de transitoire d'allumage circulaire de la chambre MICCA, dont les résultats sont présentés au chapitre 3. Une autre méthode, plus cohérente avec celles utilisées dans la Simulation aux Grandes Échelles, consiste à filtrer le front de flamme.

2.3.3 Equations du modèle F-TACLES

Le modèle F-TACLES (pour "Filtered TABulated Chemistry for LES", voir [Vicquelin et al. \(2009\)](#); [Fiorina et al. \(2010\)](#)) est un modèle de combustion prémélangée qui conserve le principe de la tabulation précédemment évoqué, mais en termes de flammes 1D laminaires filtrées. L'intérêt de filtrer (avec une taille de filtre noté Δ) ces flammes est qu'elles deviennent ainsi suffisamment épaisses pour être résolues sur le maillage LES (voir Fig. 2.5).

En utilisant le même principe de filtrage avec moyenne de Favre que pour les équations de la LES, l'équation de la variable de progrès associée s'écrit ainsi :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{c}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\overline{\rho D \frac{\partial c}{\partial x_i}} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{c} - \tilde{u}_i \tilde{c})) + \bar{\omega}_c \quad (2.35)$$

L'ensemble des termes de droite nécessite des modèles de fermeture. Dans ce cadre, le terme source $\bar{\omega}_c$, est directement déterminé à partir de la tabulation du terme source filtré :

$$\bar{\omega}_c = \bar{\omega}_c(\tilde{c}, \Delta) \quad (2.36)$$

Pour le terme de flux de diffusion filtré, l'approximation

$$\overline{\rho D \frac{\partial c}{\partial x}} = \bar{\rho} D \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x}$$

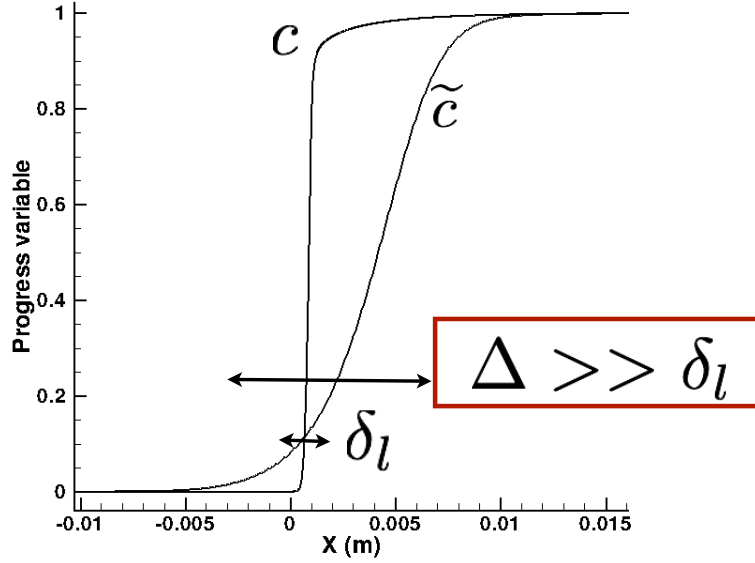


FIGURE 2.5 – Variable de progrès non-filtrée c de la flamme d'épaisseur δ_l , et la même flamme filtrée à Δ , voir [Vicquelin \(2010\)](#).

induit de fortes erreurs sur la vitesse de propagation de la flamme lorsque la taille du filtre Δ est plus grande que l'épaisseur de flamme δ_l . Pour palier à cette inadaptation, un facteur correctif $\alpha(\tilde{c}, \Delta)$ est estimé à partir de la tabulation des solutions 1D filtrées. Ainsi :

$$\overline{\rho D \frac{\partial c}{\partial x}} = \alpha(\tilde{c}, \Delta) \overline{\rho} D \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x} \quad (2.37)$$

Pour le terme des flux convectifs filtrés, [Fiorina et al. \(2010\)](#) vérifient qu'il peut s'écrire sous la forme :

$$-\frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho} (\tilde{u}_i c - \tilde{u}_i \tilde{c})) = -\rho_0 S_l^0 \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{c} - \tilde{c}) = \overline{\Omega}_c \quad (2.38)$$

Ce terme est également issu de la flamme 1D tabulée filtrée. L'équation 2.35 s'écrit ainsi :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{c}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{c}}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\alpha_c [\tilde{c}, \Delta] \overline{\rho} D \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i} \right) + \overline{\Omega}_c [\tilde{c}, \Delta] + \overline{\omega}_c [\tilde{c}, \Delta] \quad (2.39)$$

Le but du modèle de combustion prémélangée F-TACLES est de prédire la bonne vitesse de propagation et la structure chimique de la flamme filtrée dans deux cas : (1) le plissement de la flamme est totalement résolu sur le maillage LES, (2) un plissement existe à l'échelle de la sous-maille et affecte la vitesse de la flamme filtrée. La fermeture du taux de réaction filtré $\tilde{\omega}_c$ est réalisée au moyen d'un filtre (par exemple, un filtre gaussien, voir [Fiorina et al. \(2010\)](#)),

TABLE 2.1 – Paramètres des tests de validation de flamme 1D laminaire non-étirée.

Pression [Pa]	101 325
Température [K]	298
Richesse [-]	0.74
Nombre de Lewis [-]	1
Schéma cinétique	Qin et al. (2000)

tel que :

$$\rho_0 S_\Delta = \int_{-\infty}^{+\infty} \bar{\rho} \tilde{\omega}_c(x) dx \quad (2.40)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x') \dot{\omega}_c(x') F(x - x') dx' dx \quad (2.41)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x') \dot{\omega}_c(x') \left[\int_{-\infty}^{+\infty} F(x - x') dx \right] dx' \quad (2.42)$$

$$= \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x') \dot{\omega}_c(x') dx' \quad (2.43)$$

$$= \rho_0 S_l^0 \quad (2.44)$$

Ainsi, la vitesse de propagation de la flamme filtrée S_Δ est bien la vitesse de flamme laminaire S_l^0 lorsque le plissement est totalement résolu à l'échelle du filtre LES.

Afin de vérifier l'aptitude du modèle à reproduire la vitesse de propagation et la structure de la flamme filtrée, il est intéressant de réaliser des tests de validation sur des flammes laminares 1D. Les calculs sont effectués sur des maillages uniformes avec une taille de maille notée Δx . Une étude paramétrique est effectuée pour différentes tailles de filtre relatives à l'épaisseur de flamme laminaire δ_l . Pour chaque cas, une solution de référence est obtenue en filtrant la flamme laminaire 1D issue du solveur de cinétique chimique détaillée. Les simulations sont initialisées avec cette flamme de référence. Le temps de simulation est $t_{run} = 50\delta_{\tilde{c}}/S_l^0$, avec $\delta_{\tilde{c}} = 1/\max\left(|\frac{\partial \tilde{c}}{\partial x}|\right)$ représentant une estimation de l'épaisseur de flamme filtrée. Les paramètres utilisés pour la validation sont regroupés à la Table 2.1.

Le code de calcul utilisé est AVBP (CERFACS (2011)). Le couplage entre F-TACLES et les codes de simulation numérique des écoulements compressibles a été réalisé par Vicquelin et al. (2011) avec l'introduction d'une méthode appelée TTC (pour "Tabulated Thermo-chemistry for Compressible flows"). Le schéma numérique utilisé est TTGC (Colin and Rudgyard (2000)), un schéma numérique centré de type éléments finis à deux étapes, d'ordre 3 en espace et en temps. Les résultats sont représentés à la Fig. 2.6.

Les profils de la variable de progrès filtrée pour différentes valeurs de filtre Δ montrent un très bon accord avec les profils des solutions de référence. Le modèle F-TACLES reproduit donc bien la vitesse de flamme laminaire pour

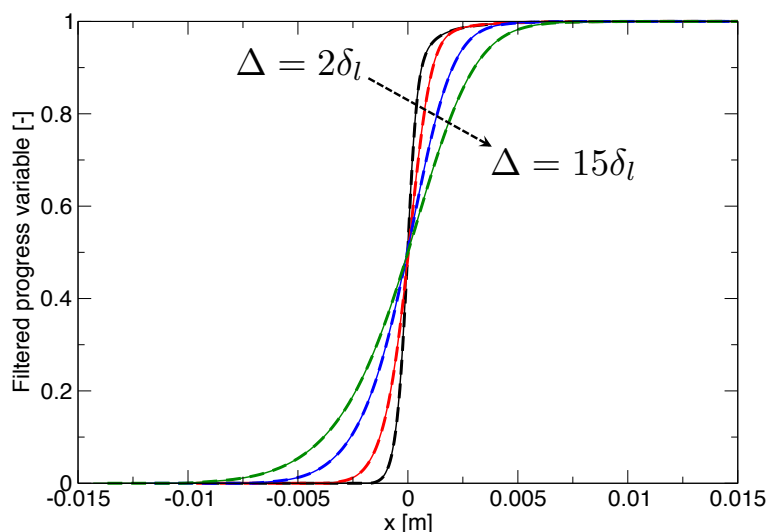


FIGURE 2.6 – Solutions de flammes 1D filtrées (traits continus) comparées aux solutions de référence (traits discontinus) pour $\Delta/\delta_l = 2$ (noir), 5 (rouge), 10 (bleu) et 15 (vert).

différentes tailles de filtre, sans modifier la structure de la flamme de référence. Un autre paramètre primordial est la résolution minimale à observer en terme de raffinement de maillage afin de capturer le profil du front de flamme filtré. Moins l'élargissement du front par filtrage sera important, et moins l'interaction flamme/turbulence sera impactée. A ce titre, la vitesse de propagation a été tracée pour plusieurs résolutions de maillage (voir Fig. 2.7). Pour $\delta_c/\Delta x \geq 5$, la vitesse de propagation S_Δ est très proche de la vitesse de flamme laminaire S_l^0 .

Pour le calcul LES 3D, la variation de la taille de maille est prise en compte dynamiquement en imposant $\Delta = n_x \Delta x$, où Δx est la taille caractéristique de la cellule calculée localement comme la racine cubique du volume de la maille, et $n_x = 5$ est la résolution minimale à observer en termes de points dans l'épaisseur du front de flamme pour assurer une propagation de flamme correcte.

Cependant, la présence de structures turbulentes dans un écoulement influe directement sur la surface de flamme totale en plissant le front à l'échelle de la sous-maille. Dès lors, il est nécessaire d'ajouter un terme de prise en compte de ce plissement de sous-maille à l'équation 2.39 afin d'obtenir une estimation correcte de la vitesse de flamme turbulente.

2.3.4 Interaction avec la turbulence : plissement de sous-maille

Le plissement de sous-maille est défini par [Poinsot and Veynante \(2005\)](#) comme le rapport entre la surface de flamme disponible A_T et sa projection dans la direction de propagation de flamme A . Une autre définition introduit la notion

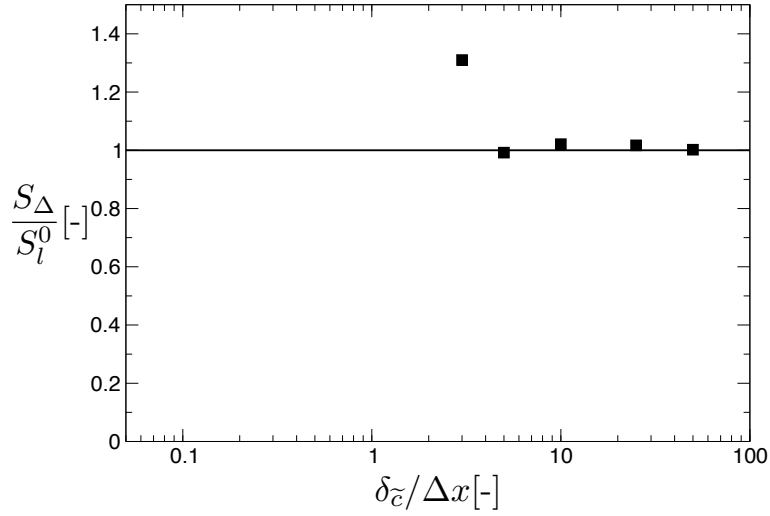


FIGURE 2.7 – Vitesse de propagation de la flamme filtrée S_Δ (normalisée par la vitesse de flamme laminaire S_l^0) par rapport au nombre de point de maillage dans l'épaisseur de la flamme filtrée $\delta_{\tilde{c}}/\Delta x$. Le rapport entre la taille du filtre et l'épaisseur thermique est ici $\Delta/\delta_l = 15$.

de vitesse turbulente de flamme S_T et la vitesse de flamme laminaire S_l^0 déjà énoncée précédemment. On définit ainsi un facteur de plissement de sous-maille, noté Ξ_Δ , tel que :

$$\Xi_\Delta = \frac{A_T}{A} = \frac{S_T}{S_l^0} \quad (2.45)$$

Dans la formulation du modèle F-TACLES, le plissement est découplé de la méthode de filtrage en appliquant directement aux termes de droite de l'équation 2.39 le facteur de plissement mentionné plus haut (voir Fig. 2.8) :

$$\frac{\partial \overline{\rho \tilde{c}}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho \tilde{u}_i \tilde{c}}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Xi_\Delta \alpha_c [\tilde{c}, \Delta] \overline{\rho} D \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i} \right) + \Xi_\Delta \overline{\dot{\Omega}_c} [\tilde{c}, \Delta] + \Xi_\Delta \overline{\dot{\omega}_c} [\tilde{c}, \Delta] \quad (2.46)$$

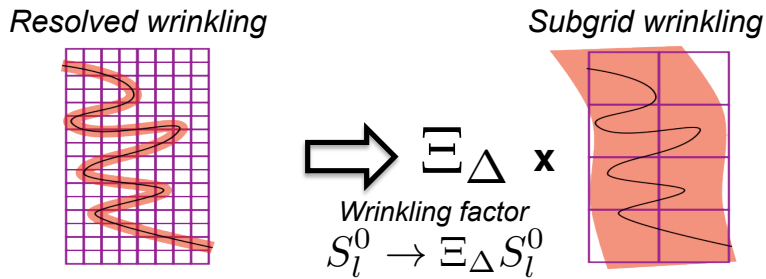


FIGURE 2.8 – Schéma de principe du facteur de plissement de sous-maille Ξ_Δ sur un front de flamme d'une simulation aux grandes échelles.

Plusieurs formulations algébriques existent pour déterminer un facteur de sous-maille Ξ_Δ , telles que celles de [Boger et al. \(1998\)](#); [Colin et al. \(2000\)](#); [Charlette et al. \(2002\)](#). Dans la même ligne de pensée, [Hawkes and Cant \(2000\)](#) propose également une fermeture par la résolution d'une équation de transport. Le modèle de [Charlette et al. \(2002\)](#) est utilisé ici et l'expression du facteur de plissement de sous-maille Ξ_Δ s'écrit sous la forme :

$$\Xi_\Delta = \left(1 + \min \left[\frac{\Delta}{\delta_l^0}, \Gamma \frac{u'_\Delta}{S_l^0} \right] \right)^\beta \quad (2.47)$$

où l'exposant $\beta = 0.5$, u'_Δ est la vitesse turbulente de l'écoulement de sous-maille, et Γ est la fonction d'efficacité spectrale (voir [Charlette et al. \(2002\)](#)).

2.4 Synthèse de la configuration numérique

Cette section décrit la configuration numérique adoptée pour les simulations aux grandes échelles présentées en section 2.5. Les éléments principaux sont rassemblés dans un tableau récapitulatif (voir Table 2.2). On trouve dans cette table, les équations de bilan filtrées, le modèle de sous-maille pour la viscosité, les équations du modèle F-TACLES.

TABLE 2.2 – *Tableau récapitulatif de la configuration numérique utilisée pour les simulations aux grandes échelles.*

Code	AVBP (CERFACS (2011))
Equations LES	$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial x_j} = 0$ $\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}^t}{\partial x_j}$ $\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{E}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{E} \tilde{u}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{p} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\tau}_{ij} u_i) - \frac{\partial \bar{q}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial q_j^t}{\partial x_j}$ $\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{Y}_k \tilde{u}_j) = -\frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{J}_{j,k}) - \frac{\partial}{\partial x_j} (J_{j,k}^t) + \bar{\omega}_k$
Modèle SGS	WALE (Nicoud and Ducros (1999)) $\nu_t = (C_w \Delta)^2 \frac{(s_{ij}^d s_{ij}^d)^{3/2}}{(\tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij})^{5/2} + (s_{ij}^d s_{ij}^d)^{5/4}} ; C_w = 0.4929$
Schéma num.	TTGC (Colin and Rudgyard (2000)) Taylor-Galerkin à deux étapes 3 ^{ème} ordre en espace et en temps
Modèle comb.	F-TACLES (Fiorina et al. (2010))
Mécanisme	Propane C_3H_8 /Air (Qin et al. (2000))
Equation	$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{c}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{c}) = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\Xi_\Delta \alpha_c [\tilde{c}, \Delta] \bar{\rho} D \frac{\partial \tilde{c}}{\partial x_i} \right) + \Xi_\Delta \bar{\Omega}_c [\tilde{c}, \Delta] + \Xi_\Delta \bar{\omega}_c [\tilde{c}, \Delta]$ $\Delta = 5\Delta x$
Plissement SGS	$\Xi_\Delta = \left(1 + \min \left[\frac{\Delta}{\delta_0^l}, \Gamma \frac{u'_\Delta}{S'_l} \right] \right)^\beta ; \beta = 0.5$ (Charlette et al. (2002))

2.5 Validation des paramètres numériques sur une configuration disposant d'un unique injecteur

Avant de réaliser un calcul LES sur une géométrie complexe nécessitant un nombre d'heures de calcul substantiel, il convient de vérifier que le code de simulation et les modèles décrits plus haut sont capable de refléter la dynamique d'un écoulement simple (idéalement, un écoulement non-réactif, d'air seul par exemple), sur une géométrie de taille plus réduite (nécessitant donc un nombre de mailles plus modeste et moins d'heures d'exécution). Il convient par la même occasion de vérifier que le niveau de raffinement du maillage est optimal, c'est-à-dire que les résultats moyens sont indépendants de l'ajout de mailles dans les zones de forte turbulence et de forts gradients de vitesse.

Cette section regroupe les validations effectuées sur les paramètres numériques et sur le maillage. Le dispositif expérimental de comparaison, plus petit que la chambre annulaire complète, contient un unique injecteur doté d'une vrille ("swirler"). Ce système est présenté à la section 2.5.1. Puis, le domaine numérique, le maillage et le traitement des parois sont discutés à la section 2.5.2. La section 2.5.3 traite de la capacité du code à simuler un écoulement à froid. Cette propriété est vérifiée par comparaison avec les données expérimentales, puis des premiers essais à chaud sont effectués afin de tester le modèle de combustion F-TACLES sur une configuration 3D. Enfin, des résultats moyens d'un écoulement non-réactif obtenus sur une portion de la chambre annulaire (2 secteurs) sont présentés.

2.5.1 Banc expérimental et diagnostic optique

Le système considéré ici correspond à une chambre de combustion générique du laboratoire EM2C. Cette configuration comporte un unique injecteur (qui sera appelé *mono-injecteur* dans la suite de ce manuscrit), sur lequel il est possible de réaliser des expériences en l'absence de toute réaction (avec un flux d'air seul) ou réactive (prémélange de propane et d'air). Ce dispositif est équipé d'un système de diagnostic laser de type "Anémométrie Doppler Laser" (abrégié "ADL" ou "LDA" en anglais) qui permet en outre de déterminer les profils de vitesse axiale et azimutale d'un écoulement pour plusieurs hauteurs sur l'axe de l'injecteur. Comparés aux profils issus de la simulation numérique, cela permet d'effectuer une première validation de la capacité du code de simulation LES et des modèles utilisés à reproduire un écoulement swirlé typique. On sait que ce type d'écoulement est difficile à calculer dans le cadre RANS alors que les méthodes LES sont bien plus à même de traiter ce type de configuration.

La vélocimétrie laser développée initialement par [Yeh and Cummins \(1964\)](#) permet de déterminer la vitesse de particules ensemençant un écoulement fluide transparent ou semi-transparent. Le principe consiste à croiser deux faisceaux laser (dont la longueur d'onde appartient au spectre visible afin de pouvoir observer et réaliser l'alignement des faisceaux) au niveau de leur point focal, ce

qui crée une zone d'interférence constituant un réseau de frange. Lorsque les particules présentes dans le fluide passent à travers ce réseau, elles vont envoyer des impulsions de lumière en croisant les frange successives. La lumière diffusée par les particules est focalisée et collectée sur un photomultiplicateur. En considérant qu'une particule se déplace à une vitesse u_p (inconnue), et connaissant la distance entre deux franges successives (appelée *interfrange* δ), la fréquence de passage s'écrit donc $f_d = u_p/\delta$. Dans cette expression l'interfrange peut être déduit de l'angle des faisceaux laser α et de la longueur d'onde des faisceaux $\delta = \lambda/(2 \sin \alpha)$. Cette fréquence est déterminée à partir des signaux détectés par le photomultiplicateur, ce qui permet d'en déduire la vitesse de la particule u_p . La particule étant portée par l'écoulement fluide, on connaît donc au point considéré la vitesse du fluide. Cette technique est particulièrement intéressante par le fait qu'elle n'est pas intrusive, et ne modifie donc pas la dynamique propre de l'écoulement. Les figures 2.9a-b montrent une acquisition faite sur le mono-injecteur sur un cas réactif (il est à noter cependant que les validations effectuées ci-après ont été réalisées sur des cas non-réactifs).

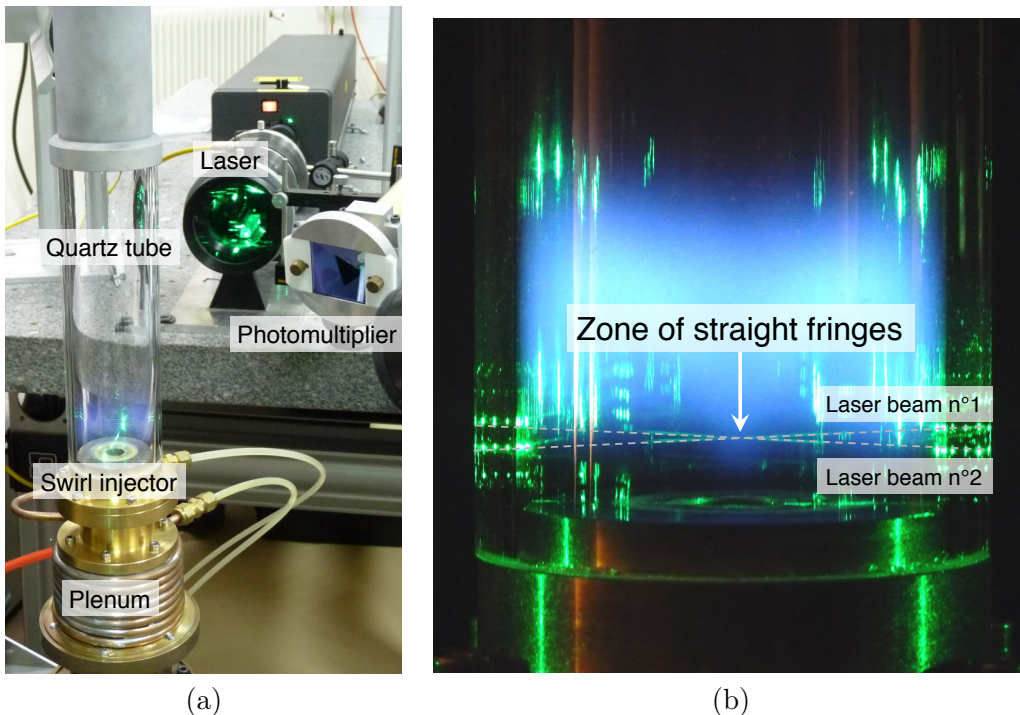


FIGURE 2.9 – (a) Photographie de la configuration mono-injecteur équipée du dispositif de vélocimétrie laser; (b) Vue zoomée de la sortie de l'injecteur swirlé pendant une acquisition de vélocimétrie laser. Le trajet des lasers est mis en évidence par des lignes discontinues. La zone de franges d'interférence se situe au croisement des deux faisceaux.

Le mono-injecteur est composé de trois parties distinctes (visibles à la Fig.

2.9a) :

- Le plenum, qui alimente la chambre en prémélange combustible. Ce volume permet notamment l’homogénéisation du prémélange de propane et d’air avant son injection ;
- L’injecteur swirlé, qui permet d’injecter le mélange gazeux dans la chambre en lui imprimant un mouvement de rotation. Cela permet une bonne compacité de la flamme et crée une zone de recirculation de gaz brûlés sur l’axe d’injection, ce qui permet en outre de stabiliser la combustion. Le tube intérieur du swirler a un diamètre de 10 mm, ses six trous d’injection tangentielle font 3 mm de diamètre (voir Fig. 2.10). Il est à noter que la géométrie de l’injecteur swirlé est identique à celle utilisée pour la chambre MICCA ;
- Le tube en quartz, d’un diamètre de 50 mm et d’une longueur de 200 mm, qui constitue les parois de la chambre. La transparence du quartz assure un accès visuel direct à la zone d’intérêt, et permet d’utiliser des diagnostics optiques et laser. Sa température de fusion est suffisamment élevée ($T_f \simeq 1650 \text{ °C}$) pour qu’il soit utilisable dans des cas réactifs (voir Fig. 2.10).

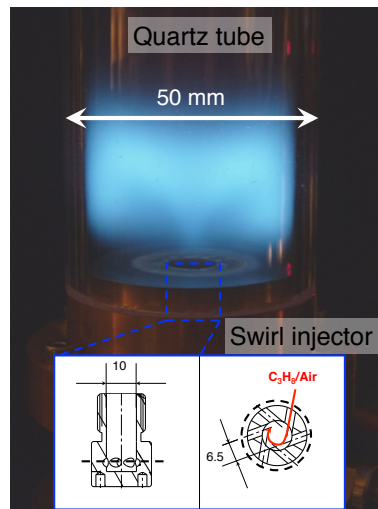


FIGURE 2.10 – Photographie zoomée sur la sortie de l’injecteur du mono-injecteur lors d’une expérience de combustion. La géométrie du swirler apparaît en cartouche en bas de l’image.

Ainsi, des expériences à froid (air seul, sans combustion) ont été réalisées sur cette géométrie, dans les mêmes conditions d’injection que pour la chambre MICCA (à savoir, $U_{bulk} = 17.1 \text{ m.s}^{-1}$). La vélocimétrie laser donne les profils de vitesse axial et azimutal de l’écoulement pour plusieurs niveaux sur l’axe d’injection. On peut ainsi caractériser l’écoulement. Ces résultats seront ensuite comparés à la simulation (présentée en sous-section 2.5.2) et l’ensemble des résultats est présentée en sous-section 2.5.3.

2.5.2 Domaine numérique, conditions aux limites et maillage

Le domaine numérique du mono-injecteur est identique à celui du dispositif expérimental, en termes de géométrie et de dimensions. Il est constitué des mêmes parties constitutives que l'expérience, à savoir le plenum, l'injecteur swirlé et le tube en quartz. Il est intéressant d'ajouter le plenum au calcul pour éviter d'avoir à imposer un profil de vitesse en amont du swirler ; seul le débit cible est fixé à l'entrée du domaine numérique, et l'écoulement s'établit seul dans le plenum avant d'entrer dans les trous du swirler. Cela correspond également davantage à la dynamique propre de l'écoulement dans l'expérience. De plus, un large domaine (cylindre de 1000 mm de diamètre pour 600 mm de hauteur centré sur l'axe d'injection) est ajouté en sortie de domaine, assimilable à une atmosphère. Un léger écoulement (appelé "co-flow" en anglais) est imposé dans ce volume afin d'éviter un potentiel retour de l'écoulement (appelé "back-flow" en anglais) par la sortie, ce qui peut notamment causer des problèmes d'ordre numérique. Les figures 2.11a-b montrent le domaine numérique dans son ensemble. La partie d'injection (plenum + injecteur) est représentée en vert ; la chambre de combustion est représentée en rouge ; enfin, l'atmosphère est représentée en bleu.

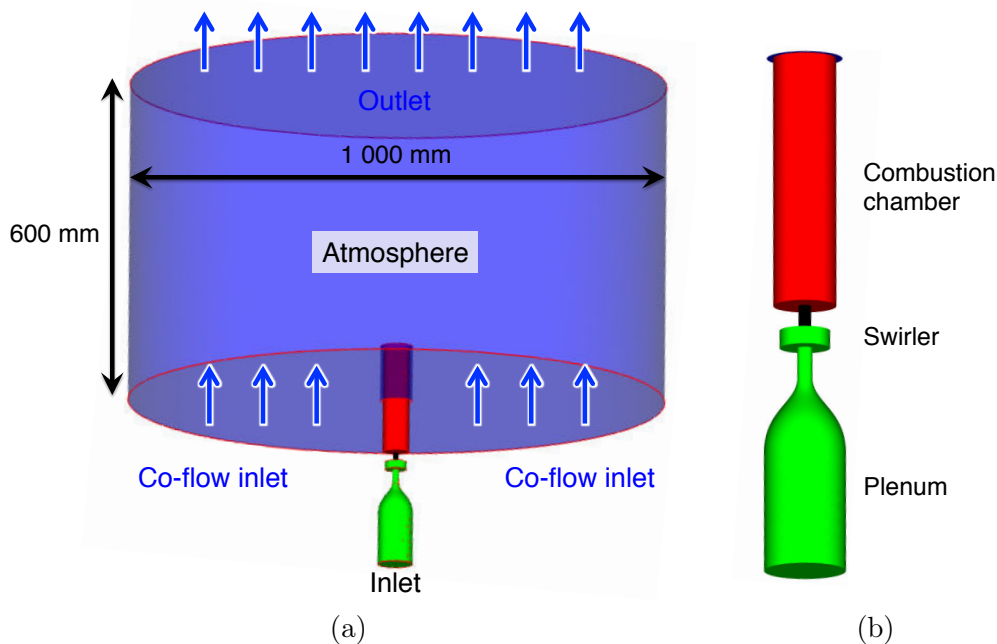


FIGURE 2.11 – (a) Domaine numérique complet du mono-injecteur. Les flèches bleues indiquent le sens de l'écoulement. La large zone bleue correspond à l'atmosphère ; (b) Vue du domaine numérique centrée sur le plenum, l'injecteur swirlé et la chambre de combustion.

Les figures 2.12a-b montrent des coupes axiales du maillage utilisé. Les tailles de

mailles varient de $\Delta x = 0.15$ mm dans le trou de l'injecteur jusqu'à $\Delta x = 1$ mm à la sortie du tube en quartz. Quant à l'atmosphère, un déraffinement assez grossier de la grille est observée puisque cette zone ne présente pas d'intérêt physique. Le maillage comprend environ 15.375 millions de tétraèdres, ce qui correspond à environ 2.731 millions de noeuds.

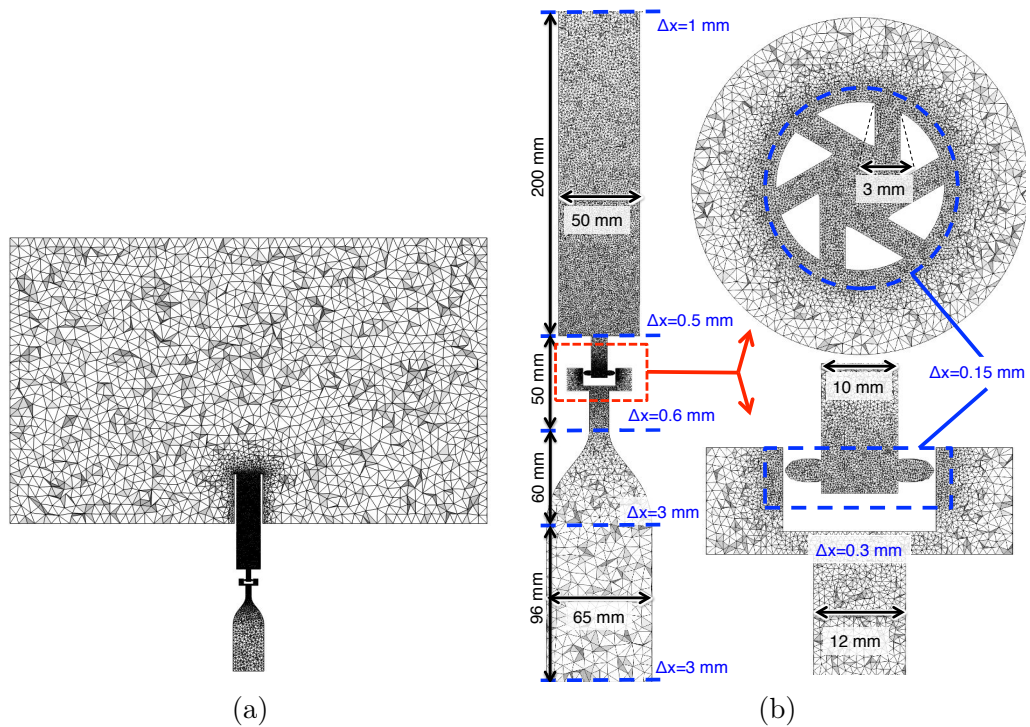


FIGURE 2.12 – (a) Coupe axiale du maillage du mono-injecteur; (b) Coupe axiale du maillage zoomée sur le plenum, le swirler et la chambre de combustion. Les tailles caractéristiques de maille sont annotées en bleu.

Le traitement des conditions aux limites, s'appuie sur la méthodologie *Navier-Stokes Characteristic Boundary Condition* (cite) (abrégé *NSCBC* dans la suite). Seuls ρu_n (\mathbf{n} représentant la normale à la surface d'injection orientée vers l'intérieur du domaine) ou u_x , la température T et la variable de progrès c sont fixés en entrée. En sortie, la pression est l'unique paramètre fixé. Les entrées et sortie nécessitent un coefficient de relaxation. Quant aux parois du domaine, elles sont traitées au moyen de conditions adiabatiques (voir section 1.4.1). Les caractéristiques de chaque condition aux limites sont rassemblées dans la Table 2.3.

TABLE 2.3 – Conditions NSCBC utilisées pour les calculs de validation à froid du mono-injecteur.

Type de condition	Paramètre physique	Coeff. de relax.
Entrée (inlet)	$\rho u_n = 21 \text{ kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ $T = 298 \text{ K}$ $\tilde{c} = 0$	1000 s^{-1}
Entrée atmosphère (co-flow)	$u_x = 1 \text{ m.s}^{-1}$ $T = 298 \text{ K}$ $\tilde{c} = 0$	1000 s^{-1}
Sortie (outlet)	$p_{atm} = 101325 \text{ Pa}$	100 s^{-1}
Parois (plenum+swirler+chambre)	Non-glissant et diab.	-
Parois (atmosphère)	Glissant et diab.	-

2.5.3 Résultats de la comparaison entre expérience et simulation, convergence en maillage et premiers tests réactifs

2.5.3.1 Non-réactif

Les figures 2.13 et 2.14 montrent la comparaison entre la simulation numérique (dont un champ non-réactif moyenné convergé représenté en coupe axiale est disponible au centre de chaque figure) et les résultats de la vélocimétrie laser pour différentes hauteurs d'injection (caractérisées en terme de diamètre D de sortie du swirler), respectivement sur des profils de vitesse axial et azimutal. Il est à noter que l'échelle est adaptée à chaque courbe afin que la comparaison puisse être faite de façon optimale.

De façon globale, la comparaison entre les champs moyennés issus de la LES et les résultats expérimentaux montrent un très bon accord, en particulier dans les zones de forts gradients de vitesse à la sortie du swirler ($0.5D$ et $1D$). Plus en aval, la comparaison reste très acceptable ($2D$ et $5D$), autant sur les profils moyens que sur les fluctuations RMS. Cela constitue une première validation qui permet de s'assurer de la capacité du code et des schémas et modèles numériques utilisés à capturer un écoulement à froid et son évolution.

Il convient ensuite de vérifier que le niveau de raffinement est optimal, c'est-à-dire que l'ajout de mailles dans le calcul ne permet pas une meilleure prédiction de la physique de l'écoulement. La figure 2.15 montre l'effet d'un raffinement de maillage ($\Delta x_{finer} = 0.75\Delta x$) sur le champ de vitesse axiale moyenné. Les profils de vitesse ne montrent qu'un écart très réduit entre le maillage standard et le maillage plus fin, surtout observé en aval de la zone d'intérêt. Le niveau de raffinement retenu apparaît donc comme optimal pour les simulations envisagées. Il est à noter qu'un autre maillage plus grossier ($\Delta x_{coarser} = 2\Delta x$, non présenté ici) a également été testé, montrant des résultats trop éloignés de ceux obtenus avec le maillage standard pour qu'il puisse être retenu pour les simulations LES.

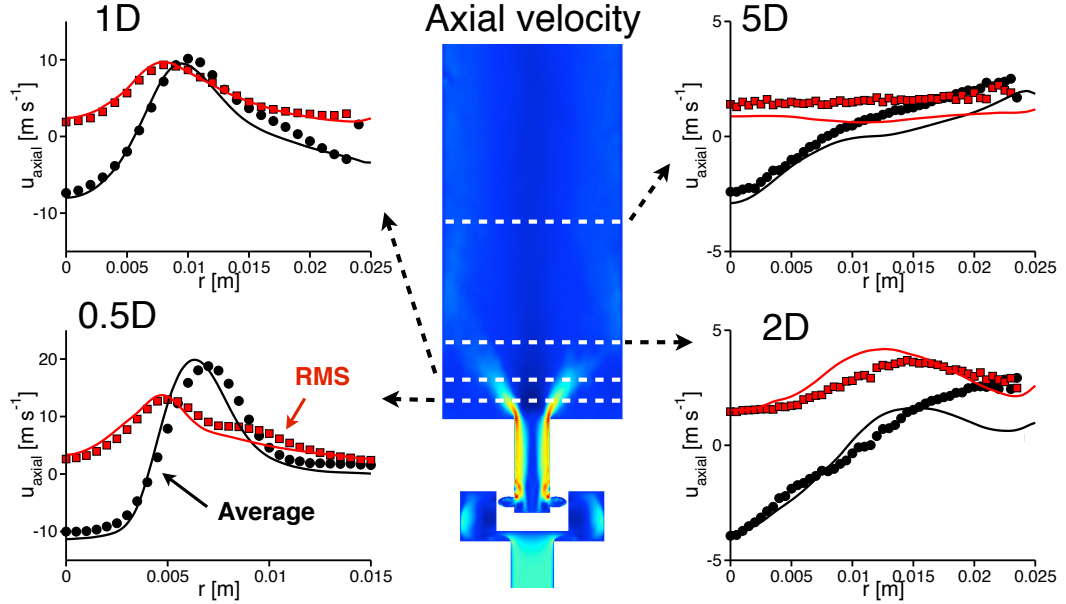


FIGURE 2.13 – Coupe axiale d'un champ moyenné et convergé d'un calcul non-réactif sur le mono-injecteur (au centre). Les courbes (à gauche et à droite) montrent les profils de vitesse axiale pour différentes hauteurs sur l'axe d'injection ($x = 0.5D, 1D, 2D$ et $5D$, où D est le diamètre de sortie du swirler). Les courbes continues correspondent aux résultats du calcul; les courbes en symboles correspondent aux données expérimentales issues de l'ADL. Les courbes noires représentent les champs moyennés; les courbes rouges représentent les fluctuations RMS.

2.5.3.2 Ecoulement réactif et transitoire d'allumage

Après la validation des paramètres numériques et du maillage, il reste à tester le modèle de combustion turbulente F-TACLES, et notamment à vérifier que le modèle parvient à propager une flamme dans le domaine avec le niveau de résolution choisi sans rencontrer de problème numérique. De plus, le but des simulations sur la chambre annulaire étant de calculer l'allumage, la procédure d'initiation de la combustion par une sphère portée à haute température est également éprouvée à travers ces premiers calculs à chaud. Le principe consiste à placer à l'endroit de l'allumeur expérimental une flamme sphérique suffisamment résolue sur le maillage (i.e. 5 points dans l'épaisseur du front, voir 2.3.3). Cela ne permet pas de simuler le claquage de la bougie comme dans l'expérience, mais de commencer le calcul numérique directement à la phase de noyau de gaz brûlés, qui correspond à la phase (2) de l'allumage précédemment décrite (voir Lefebvre (1998)). Cette procédure d'initiation de la combustion est décrite plus loin à la section 3.3)

La figure 2.16 montre cinq instants successifs d'une séquence d'allumage par une sphère de gaz chauds sur le mono-injecteur. Dans les premiers instants, la sphère (mise en exergue par une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$) est

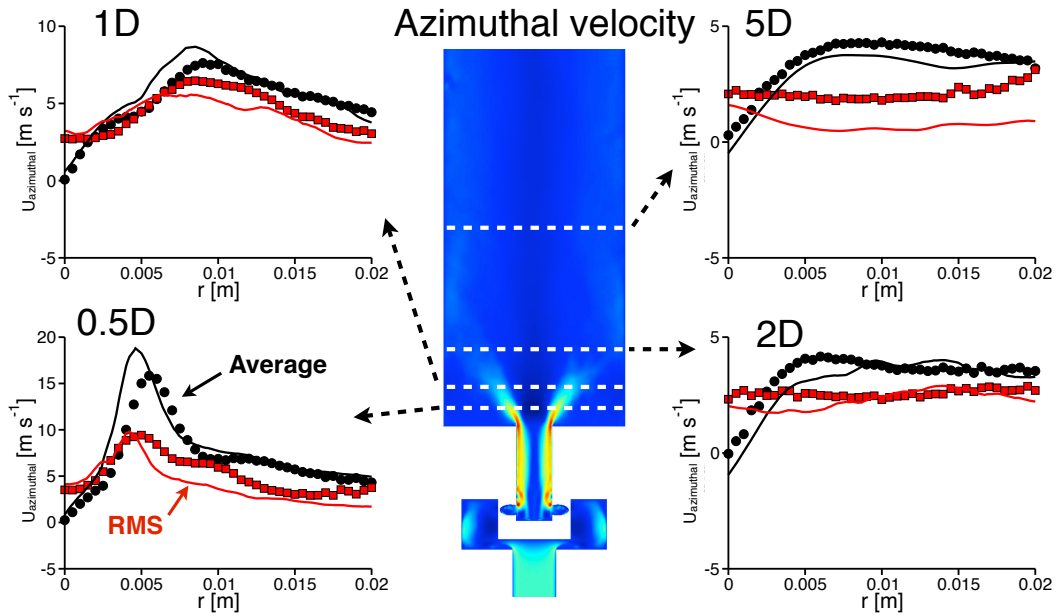


FIGURE 2.14 – Coupe axiale d'un champ moyenné et convergé d'un calcul non-réactif sur le mono-injecteur (au centre). Les courbes (à gauche et à droite) montrent les profils de vitesse azimutale pour différentes hauteurs sur l'axe d'injection ($x = 0.5D, 1D, 2D$ et $5D$, où D est le diamètre de sortie du swirler). Les courbes continues correspondent aux résultats du calcul; les courbes en symboles correspondent aux données expérimentales issues de l'ADL. Les courbes noires représentent les champs moyennés; les courbes rouges représentent les fluctuations RMS.

déformée puis morcelée par le fluide en rotation issu de l'injecteur swirlé (iso-surface bleue du champ de vitesse à $U = 20 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$), et la flamme est entraînée de façon circulaire autour de l'injecteur. Puis, la flamme se propage sur toute la hauteur du domaine correspondant au tube rempli de prémélange gazeux. On observe une survitesse en aval de la flamme. Enfin, lorsque tous les gaz chauds ont été évacués de la chambre, le régime stationnaire est atteint. La compacité de la flamme due à l'utilisation d'un injecteur swirlé est retrouvée dans la simulation numérique. Il est à noter que le front remonte jusque dans le fond de l'injecteur, ce qui est difficilement vérifiable dans l'expérience en l'absence d'un accès optique à l'intérieur du swirler. Ce phénomène n'est cependant pas exclu du fait de la forte recirculation centrale (le nombre de swirl $S_N = 0.82$ est relativement important ce qui peut expliquer ce comportement). Elle peut également être expliquée par la condition adiabatique du calcul, qui ne tient pas compte de la réduction des taux de réaction au voisinage des parois.

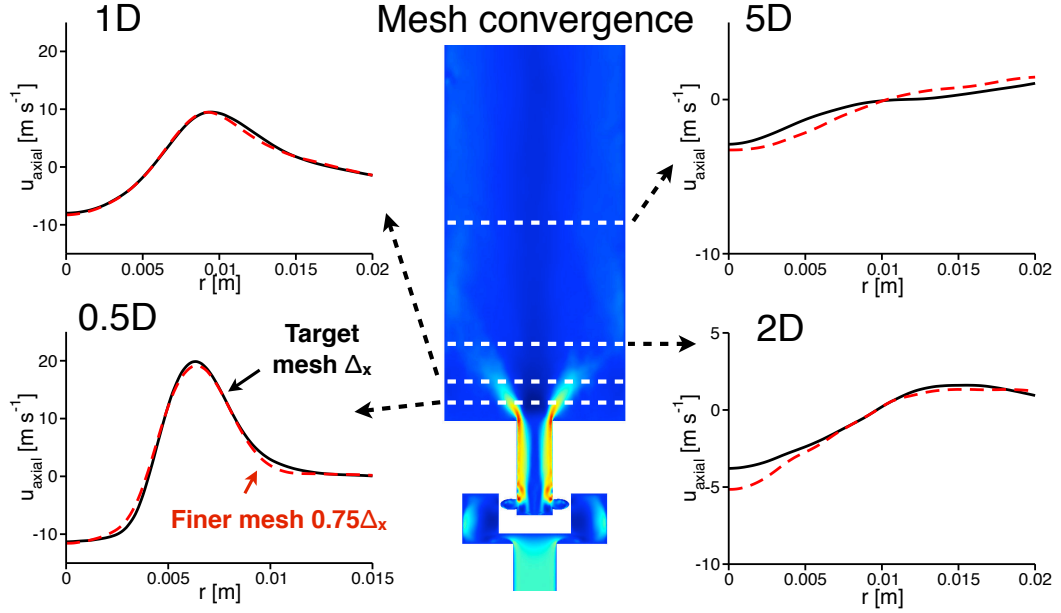


FIGURE 2.15 – Coupe axiale d'un champ moyenné et convergé d'un calcul non-réactif sur le mono-injecteur (centre). Les courbes (gauche et droite) montrent les profils de vitesse axiale pour différentes hauteurs sur l'axe d'injection ($x = 0.5D$, $1D$, $2D$ et $5D$, où D est le diamètre de sortie du swirler). Les courbes continues noires montrent les résultats obtenus avec le raffinement de maillage standard (détaillé en sous-section 2.5.2) ; les courbes discontinues représentent les résultats obtenus avec un maillage plus fin ($\Delta x_{finer} = 0.75\Delta x$).

2.6 Conclusion

Ce chapitre contient une présentation de l'outil de Simulation aux Grandes Echelles utilisé pour les simulations d'allumage circulaire décrites au chapitre 3. les équations filtrées et les modèles de fermeture associés sont rappelés. Le traitement de la combustion par le biais du modèle de combustion turbulente prémélangée F-TACLES est également discuté, ainsi que la façon dont le plissement du front de flamme à l'échelle de la sous-maille est pris en compte dans les simulations. Des calculs préliminaires de flamme laminaire non-étirée sur une géométrie unidimensionnelle permettent de vérifier la capacité du modèle à correctement capturer la structure et la vitesse de propagation de la flamme. Un premier cas test de validation en 3D est ensuite effectué sur une géométrie disposant d'un unique injecteur et les résultats sont comparés à des données expérimentales. Ces calculs montrent la capacité du code de calcul à reproduire un écoulement non-réactif. Plusieurs maillages sont ensuite envisagés afin de déterminer la résolution minimale à observer afin de reproduire correctement l'écoulement ciblé. Enfin, des premières simulations à chaud montrent que le modèle F-TACLES donne une représentation cohérente de la phase d'allumage

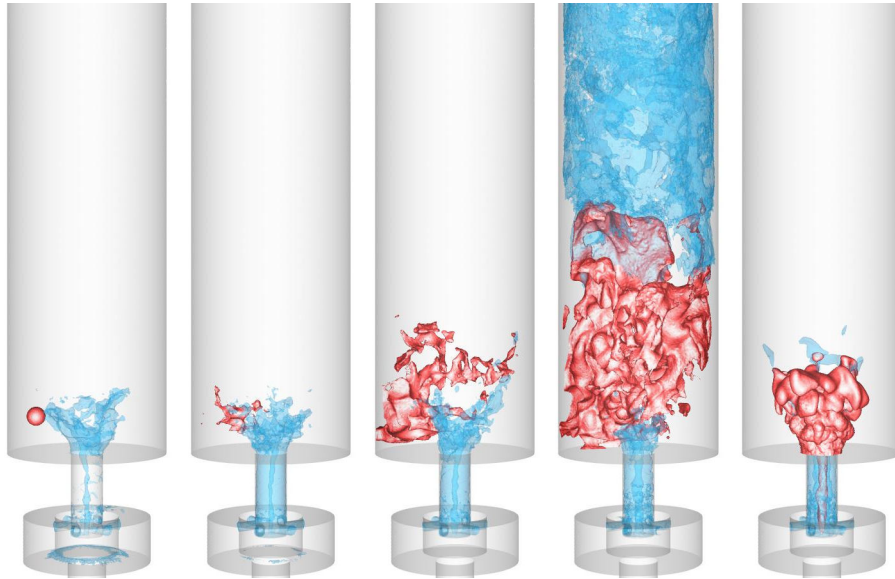


FIGURE 2.16 – Cinq instants successifs d'une séquence d'allumage suite au dépôt d'une sphère de gaz chauds. Le front de flamme est représenté par une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$; l'isosurface bleue correspond au champ de vitesse $U = 20 \text{ m.s}^{-1}$.

à partir d'un dépôt d'énergie sous forme de sphère de gaz portés à haute température. L'ensemble de ces validations démontrent ainsi la fiabilité de la configuration numérique et permettent d'effectuer avec confiance des simulations sur une géométrie de taille plus importante, telle que la chambre annulaire MICCA (voir chapitre 3).

Chapitre 3

Simulations de l'allumage circulaire de la configuration annulaire complète et comparaison avec l'expérience

Ce chapitre décrit des simulations numériques d'allumage circulaire de la chambre de combustion MICCA et rapporte des comparaisons avec des données expérimentales (voir chapitre 1). Des calculs massivement parallèles sont menés avec l'outil de Simulation aux Grandes Échelles et un modèle de chimie tabulée de flammes 1D filtrées (F-TACLES). Les comparaisons sont effectuées à différents instants du processus d'allumage circulaire. Il est montré que les résultats de simulations sont en accord remarquable avec l'expérience si les effets thermiques au niveau des parois sont considérés. Des analyses supplémentaires indiquent que la vitesse de propagation absolue et la géométrie de la flamme sont proches de celles obtenues expérimentalement. Cela confirme que l'outil de Simulation aux Grandes Échelles et le modèle de combustion utilisés ont été adéquatement choisis mais que plus d'investigation est requise afin de démontrer que la prédiction de l'allumage peut être reproduite de façon fiable sur une large gamme de paramètres physiques. Dans un deuxième temps, ce chapitre traite de la capacité de deux modèles de combustion turbulente conceptuellement différents, à savoir la chimie tabulée filtrée (F-TACLES) et l'épaississement de la flamme avec une chimie réduite (TFLES), à capturer la structure des grandes échelles et la propagation de la flamme. Des comparaisons qualitative et quantitative entre les deux simulations et l'expérience montre un accord globalement très bon mais avec des différences intéressantes dans la structure de flamme résolue.

Ce chapitre est écrit en anglais car il est composé principalement de deux articles publiés dans des journaux scientifiques :

- **M. Philip, M. Boileau, R. Vicquelin, T. Schmitt, D. Durox, J.F. Bourgouin, S. Candel** (2015) *J. Eng. Gas Turbines Power (ASME)* 137(3), 031501 GTP14-1375 doi : 10.1115/1.4028265. Simulation of the ignition process in an annular multiple-injector combustor and comparison with experiments.
- **M. Philip, M. Boileau, R. Vicquelin, E. Riber, T. Schmitt, B. Cuenot, D. Durox and S. Candel** (2015) *Proceedings of the Combustion Institute*, 35 (3) 3159-3166. Large Eddy Simulation of the ignition sequence of an annular multiple injector combustor.

Les sections 3.2, 3.3 et 3.4 sont directement issues du premier article, tandis que les sections 3.5.1, 3.5.2.1, 3.5.2.2 et 3.5.2.3 proviennent du second article. Quelques modifications ont été introduites dans le texte dans un souci d'exhaustivité. Une deuxième simulation aux grandes échelles menée avec le modèle F-TACLES est également documentée en Annexe A.

3.1 Introduction

It is already indicated in the previous chapters that ignition is a problem of fundamental interest with critical practical implications. While this phenomenon has been extensively studied on single injector configurations, the burner-to-burner propagation of a full annular combustor is rarely investigated, due to the size and complexity of the geometry involved. The added geometrical complexity needs however to be taken into account if one wishes to examine practical systems and develop engineering design tools. The present chapter describes simulations of the light-round process in the annular experimental setup MICCA described in Chapter 2. This device includes many of the features found in real combustors. It is equipped with 16 swirling injectors, two spark igniters and it has an annular geometry which is adopted in the vast majority of aero-engines and in most gas turbines. The MICCA geometry is of course much simpler than that found in practice to allow detailed measurements using high speed optical imaging. The side walls are quartz tubes providing a direct optical access to the flame. Ignition experiments have been carried out on this device quite systematically thus providing a large experimental database which is documented in Chapter 2. In this work, this experiment is computed in the Large Eddy Simulation (LES) framework by carrying out massively parallel computations. This constitutes a unique comparison between experiments and calculations of a critical process for gas turbines.

At this point it is worth briefly recalling that calculations of the ignition of a single sector of a gas turbine are reported by [Jones and Tyliczack \(2010\)](#) while the special case of ignition of an annular combustor was simulated in 2008 at Cerfacs by [Boileau et al. \(2008\)](#) showing that the simulation of a full transient

ignition is feasible in a geometry which was close to that of a helicopter gas turbine combustor, taking into account the injection of fuel in liquid form and the subsequent chemical reactions in the chamber. The calculation was validated qualitatively, but it relied on a set of assumptions and simplifications, and experimental data were not available for direct comparisons between the space time flame structures determined numerically and the real flame structure. The objective of the present chapter is to report the same type of LES using up-to-date improved combustion models, in a well controlled configuration fed by premixed gases. The experimental system used for detailed comparisons with the simulations comprises an annular chamber designated as MICCA (standing for “multiple-injector combustor for combustion dynamics analysis”) and operated at EM2C laboratory. The geometry, which is dimensionally similar to existing industrial combustors, includes multiple swirling injectors and fully turbulent combustion. In this respect, it is idealized but representative of an actual engine. It allows easy optical visualization through fully transparent walls. The burner is thus operating at ambient pressure and the thermal power is limited. However, the thermal power corresponding to one of the cases is only a few times lower than the power of a typical helicopter combustor of similar size at starting conditions (Boileau et al. (2008)). As the flow is fully turbulent and injection is swirled, the flame propagation mechanism is expected to be representative of that found in an actual aeronautical engine combustor. Experimental data on such configurations are rare but useful for code validation. The study is carried out under pure premixed conditions to allow further simplification. This defines a relatively simple configuration but already features the complexities of a turbulent reacting flow with swirl thus representing the first step in the simulation of ignition in a full scale engine. To our knowledge, this is a unique transparent wall annular combustor. Another annular system has been developed independently by Worth and Dawson (2013) to study self-excited azimuthal combustion instabilities but it provides a more limited optical access. Ignition has already been systematically investigated on MICCA by Bourgouin et al. (2013) and shown to be repeatable and to provide useful information. Some ignition results are also reported by Bach et al. (2013). In contrast with the present experiments, it is found in that reference that the ignition delay increases as the flow rate is augmented. MICCA features sixteen swirling injectors fed by a plenum, and a full chamber formed by transparent quartz walls allowing direct optical access. The flame dynamics can then be characterized using a high speed intensified camera enabling to perform comparisons between calculated and experimental flames. In order to follow the flame propagation over a longer period of time, a single electric spark igniter out of the two available systems is used in this study. The challenge is to accurately predict the interaction between the reacting front and the local turbulent fluctuations and dynamics in order to recover phases (2) and (3) (see 1.1) of the light-round process observed in the experiment (In phase 2 the initial hot kernel expands and creates a flame that stabilizes in the neighborhood of the injector located

in the vicinity of the igniter while in phase 3 the flame front propagates within the whole annular space and progressively ignites all injectors arranged in the chamber backplane). This chapter is organized as follows. Section 3.2 describes the computational domain and boundary conditions. The simulation procedure is exposed in section 3.3. Results of calculations using the F-TACLES model are presented and discussed in section 3.4. Comparisons with experiments are carried out in that section and it is shown that numerical results retrieve many of the features found in the experiment. The influence of the combustion model is examined in section 3.5 by comparing results of simulations obtained with the F-TACLES and the TFLES representations.

3.2 Computational Domain and Boundary Conditions

The computational domain (Fig. 3.1) exactly corresponds to the MICCA setup, it includes the plenum, swirlers, and chamber walls. Navier-Stokes characteristic conditions are used at the boundaries. The eight channels delivering the propane/air mixture impose momentum, mass fractions and temperature at their inlet. A large volume is added downstream the chamber to represent the free exhaust in the ambient atmosphere (shown in Fig. 3.2 for a portion of the full domain). In order to avoid negative velocities at the outlet of the domain, a slow coflow (set to $1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) is imposed in this volume. The pressure at the outlet is set to $101\,325 \text{ Pa}$. The inlet and outlet boundaries require relaxation coefficients. At the inlet, this coefficient has been set to 1000 s^{-1} in order to impose the mass flowrate, hence generating a partially reflective boundary condition at the supply channels inlets. The pressure relaxation coefficient at the nonreflective outlet of the large volume representing the ambient atmosphere has been set to 100s^{-1} . This value will have little influence on the process being simulated because it is set sufficiently far from the combustor exhaust (see Fig. 3.2). No slip and adiabatic walls have been chosen for the combustor lateral walls while the boundaries of the large atmospheric volume are treated with slip conditions and are also considered adiabatic. Because the flow at the plenum inlet and in the swirler guide vanes is naturally turbulent, it is not necessary to use stochastically excited inlet boundaries to get the proper turbulence level in the region of interest, i.e., at the swirler exit.

Test calculations have been performed on several grids (i.e., featuring different levels of refinement, namely $\Delta x = 1 \text{ mm}$, $\Delta x = 0.5 \text{ mm}$ and $\Delta x = 0.375 \text{ mm}$ at the outlet of the swirler). Mesh convergence was found for $\Delta x = 0.5 \text{ mm}$ in a single injector geometry (see Fig. 2.15 in chapter 2). The entire mesh has been constructed with this level of refinement by replicating seven times the double-sector grid (Fig. 3.3). The regions of high velocity gradients, turbulence, and/or combustion are adequately refined (with the smallest cells size reaching 0.15 mm in the pipes of the swirlers, and 0.5 mm in the chamber backplane). To capture the light-round over the whole height of the annulus, the cell size

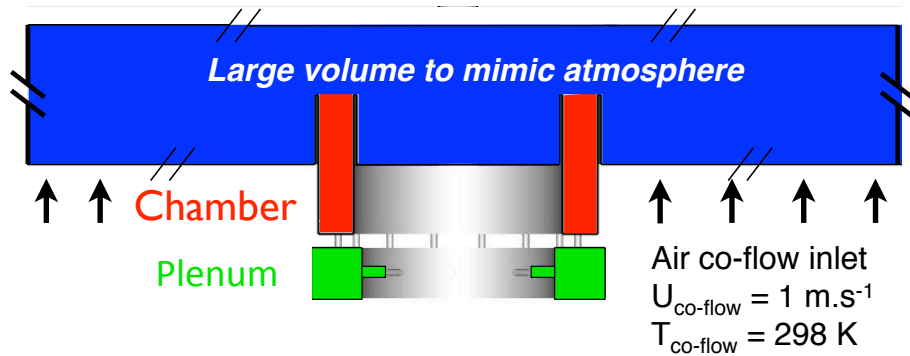


FIGURE 3.1 – Axial slice of the computational domain. The black arrow symbolizes the air coflow.

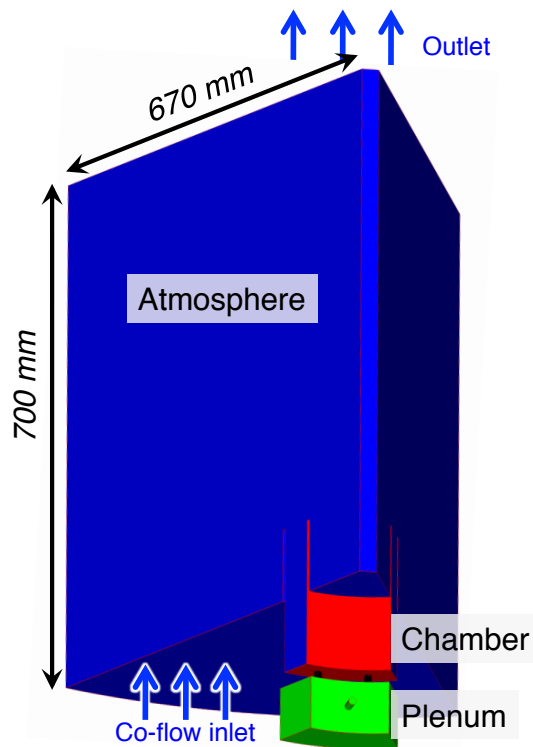


FIGURE 3.2 – Large view of the double-sector computational domain. The blue arrows indicate the direction of the flow. The large blue zone corresponds to the atmosphere.

growth factor has been limited to 2, so that the largest cell at the exit of the chamber is 1 mm. Preliminary nonreactive and reactive tests carried out on a single injector grid have shown that mesh convergence is achieved when these conditions are fulfilled. Moreover, in order to check the ability of the solver and of the mesh resolution to properly retrieve the cold flow, results of numerical simulations were compared with axial and azimuthal velocity profiles determi-

TABLE 3.1 – Mesh characteristics and computational features.

Number of cells	310×10^6
Number of points	55×10^6
Time step (s)	4.7×10^{-8}
CPU time (h)	1.5×10^6

ned experimentally by laser Doppler velocimetry (see chapter 2). Finally, the number of tetrahedra in the domain is 310 million (corresponding to 55 million nodes). A summary of mesh and computational features is given in Table 3.1. Only case #2 (see Table 1.1) is discussed in what follows, but case #3 has also been simulated and the results obtained confirm the present analysis. Results obtained for this latter case are included in Appendix A.

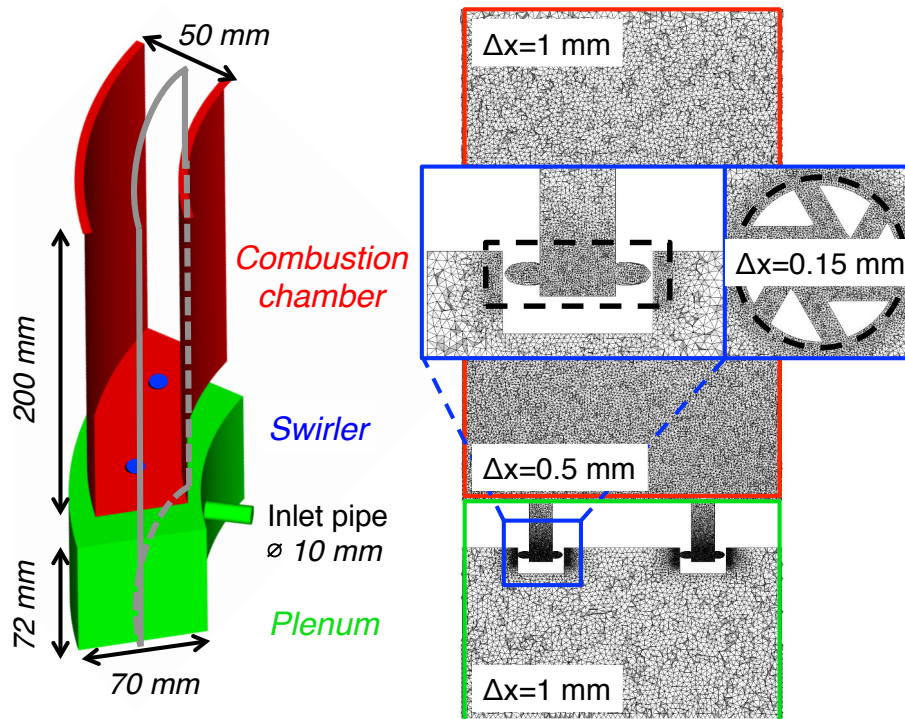


FIGURE 3.3 – A double-sector domain and matching cylindrical mesh slice. Δx corresponds to the size of the cell.

3.3 Simulation Procedure

Prior to carrying out the simulation of the light-round process on the full configuration (i.e. 16 injectors), the simulation is started on a double-sector geometry by injecting the mixture of propane and air (presented in Figs. 3.2 and 3.3). It is

not ignited, but serves to establish the turbulent flow delivered by the swirlers. The AVBP code is used (see chapter 2 for the corresponding equations).

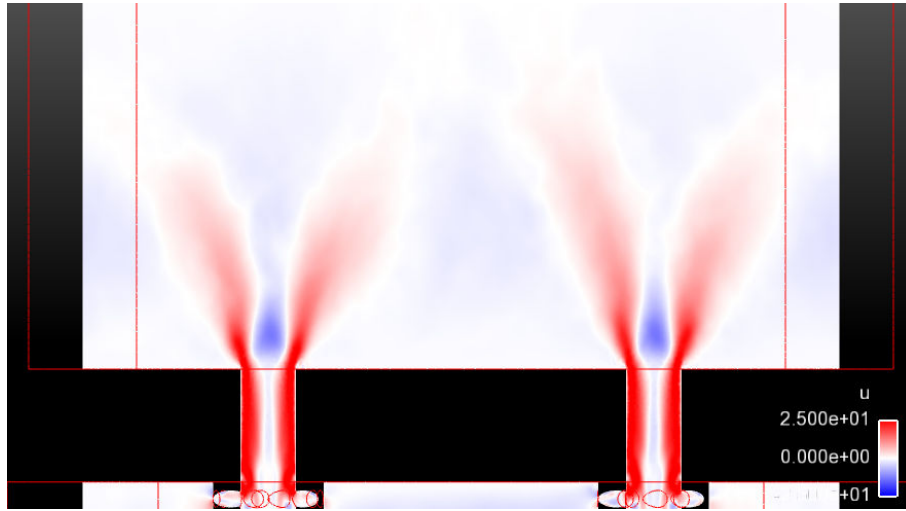


FIGURE 3.4 – *Cylindrical slice of the mean flow field colored by axial velocity on the double-sector geometry (blue : -25 m.s^{-1} ; white : null ; red : $+25 \text{ m.s}^{-1}$).*

Figure 3.4 shows a cylindrical slice passing through the swirl injectors ($R = 0.175 \text{ m}$) of a converged mean flow field colored by axial velocity on the double-sector geometry (blue : -25 m.s^{-1} ; white : null ; red : $+25 \text{ m.s}^{-1}$). The zone of central recirculating flow due to a swirling motion of the injected fluid (designated as *Inner Recirculating Zone*, or *IRZ*) is clearly visible (in deep blue) at the exit of the swirl injector. Around the injected stream of fresh gases (red zone in the form of a “V”), an *Outer Recirculation Zone* (or *ORZ*) also shows negative values of the axial velocity field (light blue). Both injectors show a similar behaviour.

Figure 3.5 represents an axial slice of the converged mean flow field colored by azimuthal velocity on the double-sector geometry for four different axial positions (respectively $x = 0.02$ (a), 0.05 (b), 0.06 (c) and 0.07 m (d)). The red color shows positive values of the azimuthal velocity, which corresponds to a fluid motion going from right to left, when the blue color shows negative azimuthal velocity values (i.e. from left to right). One can notice that along the internal wall, the mean flow field seems to move preferentially towards the left direction, when the opposite occurs along the external wall with the mean flow field moving towards the right direction. This particular motion of the flow follows the same direction of the swirl (i.e. clockwise in the present case), which tends to show that a general rate of rotation is induced by the flow emerging from the swirl injectors. This behaviour has already been observed by [Durox et al. \(2015\)](#) on the same annular combustor but in reactive conditions and the injectors were fitted with flares.

After convergence of the simulation on the double-sector, the result is replicated

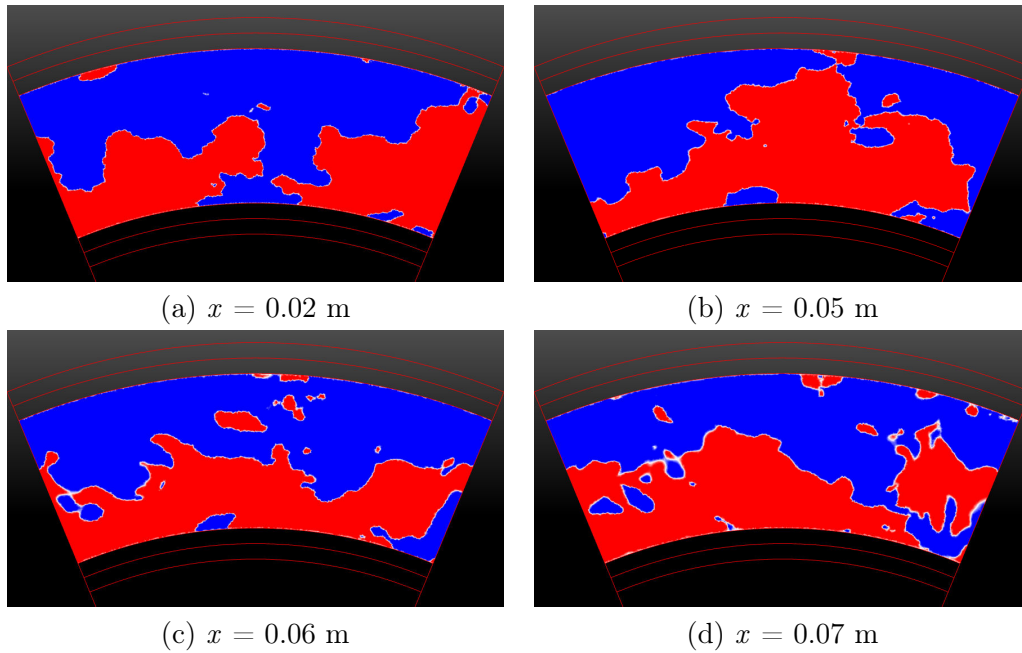


FIGURE 3.5 – Axial slice of the mean flow field colored by azimuthal velocity on the double-sector geometry at four different positions (respectively $x = 0.02$ (a), 0.05 (b), 0.06 (c) and 0.07 m (d)). The red color shows positive velocity values (fluid motion from right to left); the blue color shows negative velocity values (from left to right).

on the whole domain and the full-scale simulation is continued a little longer to cancel any flow correlation between the sectors. A 3-mm in diameter spherical kernel of hot gases is then placed at the exact location of the spark. This kernel is well resolved on the LES mesh and ensures a successful ignition in phase (1). This initial hot region is rapidly carved up by the flow at the outlet of the swirlers producing an initial flame kernel igniting the first injector. The flame is then conveyed to the neighboring swirlers and the light-round is in progress. In order to save central processing unit (CPU) time associated with the large amount of small cells needed to properly compute the flame in the large volume used to represent the ambient atmosphere, the reaction rate is set to zero at the chamber outlet.

3.4 Results and Discussion

Label definitions used to discuss results are given in Fig. 1.4 (chapter 1). The chamber is divided in two main parts, namely H+ and H- where the flame front, respectively, propagates clockwise or counter-clockwise. Each of these parts features seven sectors (numbered from S1 to S7 for H+ and from S-1 to S-7 for H-), and share sectors S0 and S8.

In order to evaluate the simulation fidelity, the computational results are first

compared to the experimental images captured by the CMOS camera. The mutual initial time for both experiment and computation was fitted based on a match of their respective integrated heat release in the first instants (see Fig. 3.6, which compares the time evolution of the normalized values of the numerical integrated heat release and the experimental integrated light intensity). A comparison of various instants of the light-round process in case #2 is carried out in Figs. 3.7 and 3.8 (the same comparison for case #3 is available in Appendix A in Figs. A.1 and A.2). The experimental images show light intensity emitted by the flame during the process of ignition, and represented in false colors on a yellow to red scale to improve visualization. Regarding the numerical snapshots, an isosurface of the progress variable highlights the flame front, colored by axial velocity levels. Note that the value of this isosurface has a limited influence on the flame position and geometry as the flame thickness is relatively compact compared to the overall flame brush (shown in Fig. 3.9). In the present case, the axial velocity color map on the flame front is more contrasted when one considers the isosurface corresponding to $\tilde{c} = 0.9$. This choice also serves to highlight the interaction between the flow field and the flame. The flows originating from the swirlers are exhibited by an isosurface of the velocity field. It is worth remembering that, in the calculations, the flame is artificially extinguished outside the chamber by setting the reaction rate to zero in the large volume representing the ambient atmosphere.

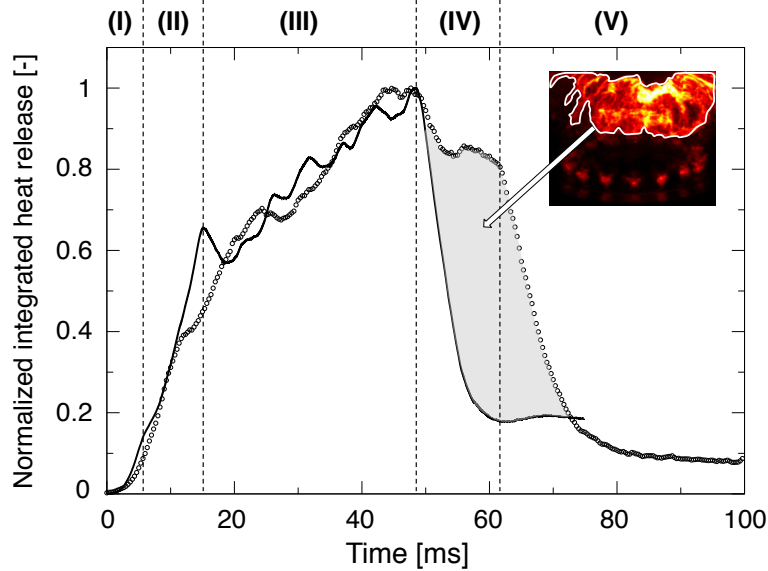


FIGURE 3.6 – Time evolution of the numerical integrated heat release (solid line) and the experimental integrated light intensity (symbols) normalized by their respective maximum. The light grey area corresponds to reacting material outside the chamber, producing additional light intensity in the experiment. This is illustrated in the subfigure appearing as an inset.

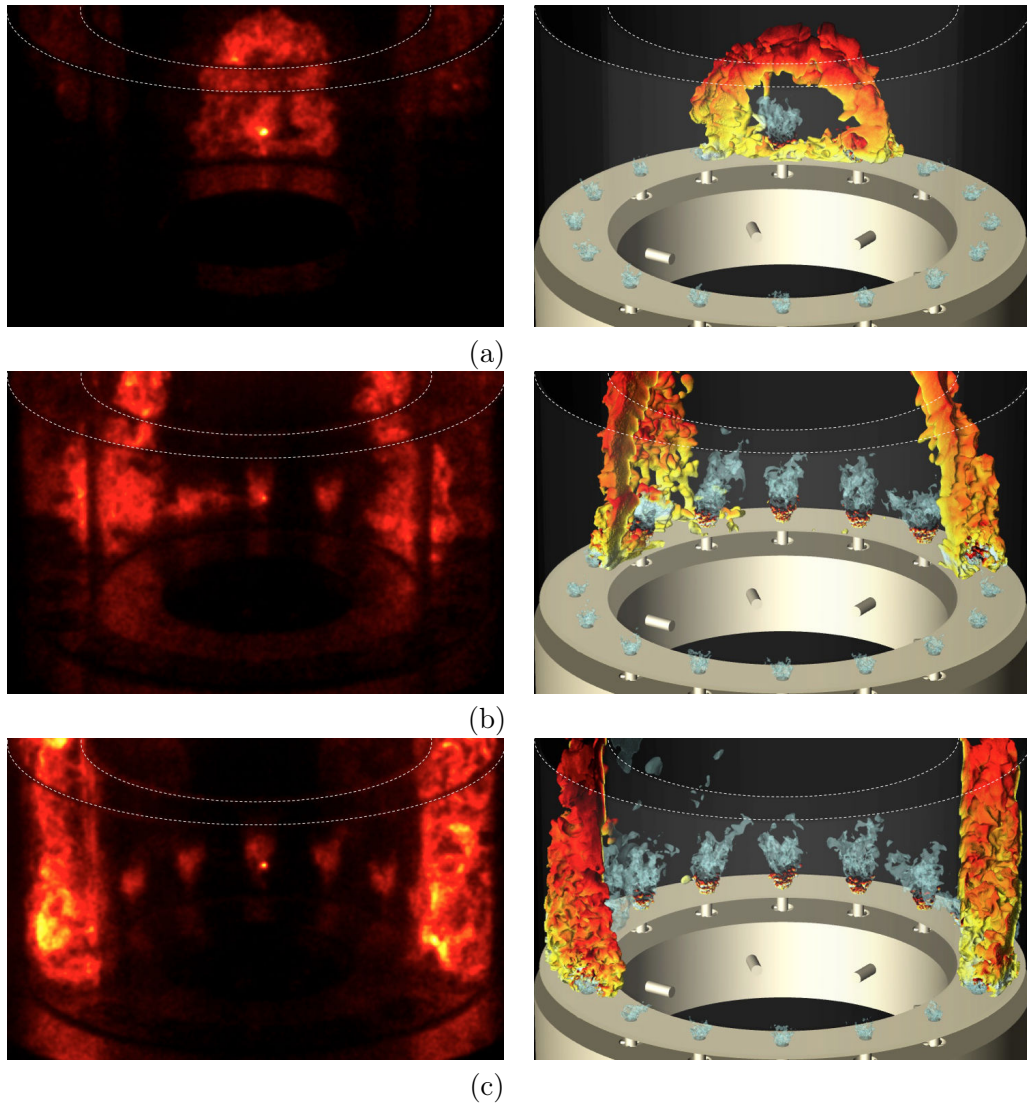


FIGURE 3.7 – Three instants in the ignition sequence, respectively corresponding to $t = 10$ (a), 20 (b) and 30 ms (c) for the operating point #2. Left : experimental data in the form of light intensity emitted by the flame during the light-round process (plotted in false colors, yellow and black corresponding, respectively, to the highest and lowest value of light intensity). Right : computation results for the same physical time. The flame front is outlined by an isosurface of the progress variable $\tilde{c} = 0.9$, and colored by the axial velocity (light yellow : -30 m.s^{-1} ; black : $+15 \text{ m.s}^{-1}$). Blue isosurfaces correspond to the velocity field $U = 25 \text{ m.s}^{-1}$. Dashed lines represent the edges of the quartz walls.

3.4.1 Flame Geometry

It appears clearly from the direct comparison carried out in Figs. 3.7 and 3.8 that the simulation suitably retrieves many of the features observed experi-

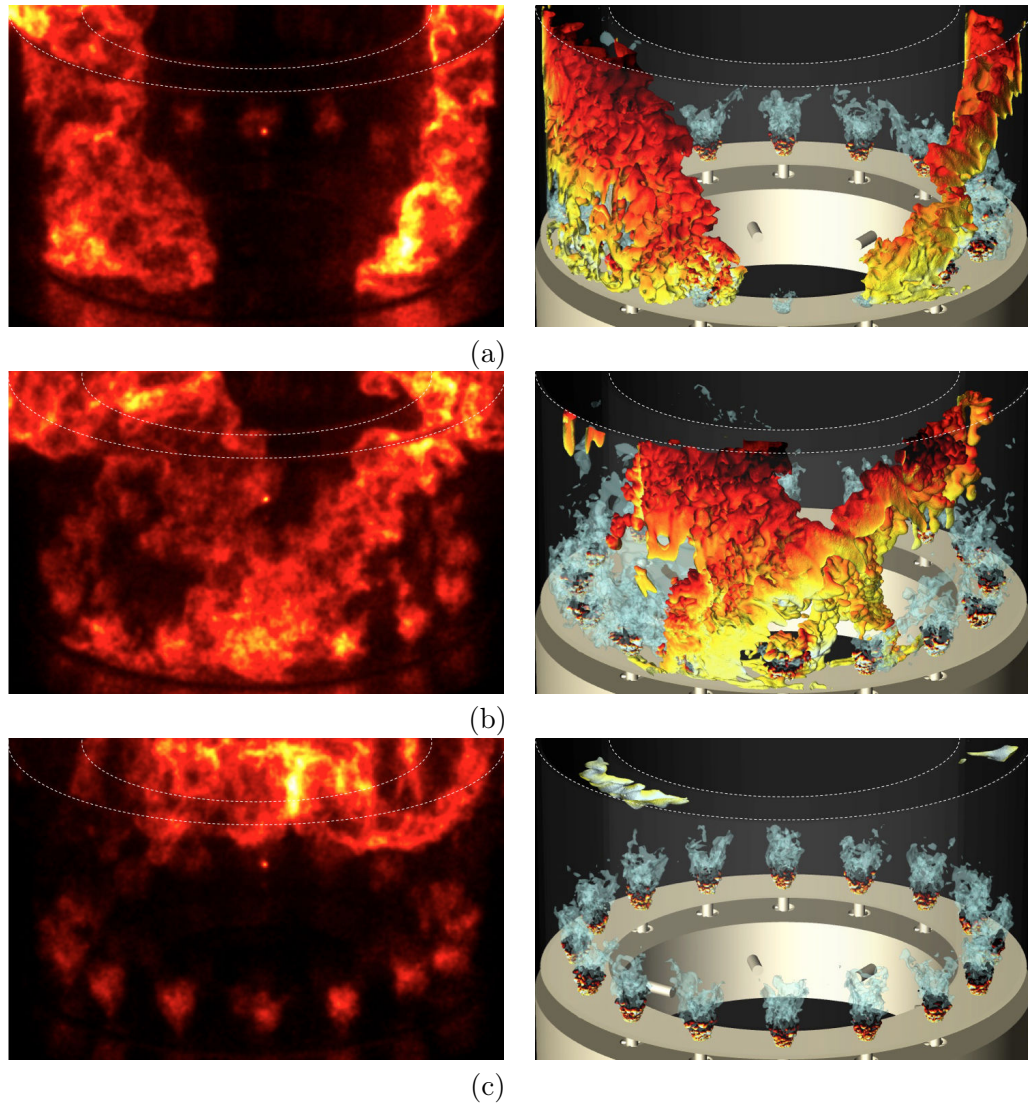


FIGURE 3.8 – *Three instants of an ignition sequence, respectively 40 (a), 50 (b) and 65 ms (c). Same caption as in Fig. 3.7.*

mentally. One observes a remarkable similarity between the flame shapes at the largest scales found in the experimental and numerical data. The initial propagation in the form of an arch observed during the first instants of ignition is well obtained. This is followed by two turbulent fronts progressing in clockwise and counterclockwise directions. The foot of each of these fronts is seen to be ahead of the top during the whole process in both experiment and calculation. The F-TACLES model retrieves a relatively high level of flame surface wrinkling at the smallest resolved scales.

The paths followed by the two flame fronts (respectively, in H^+ and H^- , see

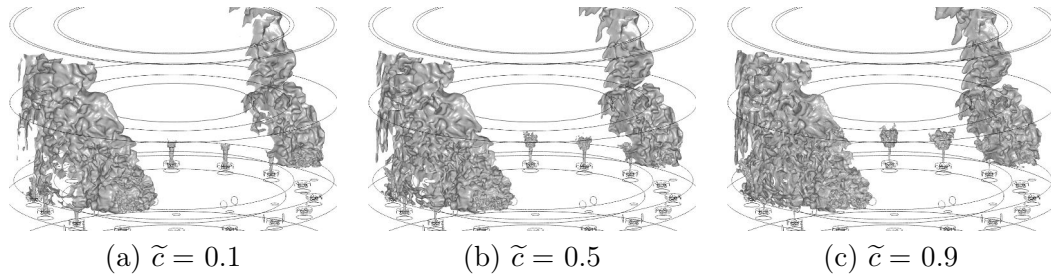


FIGURE 3.9 – Three different values for the isosurface of the progress variable \tilde{c} (namely $\tilde{c} = 0.1$, $\tilde{c} = 0.5$ and $\tilde{c} = 0.9$) for the same instantaneous solution ($t = 30$ ms)

Fig. 1.4) differ in geometrical configuration, a difference which is also found in the experiment. The H+ flame front moves preferentially along the external wall, while the H- flame front travels along the internal wall. This can be explained by the dynamics generated by the swirler, which tends to accelerate the flow along the external wall for H+ and along the internal wall for H-. Correspondingly one finds that the flame is slowed down along the internal tube for H+ and along the external wall for H-. This behavior was already mentioned by [Bourgouin et al. \(2013\)](#) in a previous set of ignition experiments carried out on this particular combustion chamber, with slightly different geometrical conditions. A similar behavior was also found by [Cordier et al. \(2013\)](#) in experiments on a linear five-injector configuration.

Figure 3.6 compares the time evolution of the normalized values of the numerical integrated heat release and the experimental integrated light intensity. Both signals feature the five phases of the light-round process :

- (I) During the first instants, the energy provided for ignition generates a small flame kernel, which is rapidly distorted by the flow coming out of the swirl injector. Since the chamber is initially filled with fresh gases, this kernel produces a sudden initial expansion, and as a result the heat release increases sharply ;
- (II) The flame brush takes the form of an arch which expands outward (image (a) in Fig. 3.7) within the height of the combustor, and starts igniting the surrounding injectors. In that phase, the integrated heat release grows nearly linearly until the arch reaches the exit of the chamber ;
- (III) The process of light-round progresses with burner-to-burner ignition by the two separate flame fronts at a fairly constant rate between 20 and 50 ms when the two fronts merge (around 50 ms, see image (b) in Fig. 3.8) ;
- (IV) The remaining fresh gases are burnt, decreasing the heat release rate, while hot gases are evacuated ;
- (V) Finally, the steady state is reached (image (c) in Fig. 3.8) at the nominal power corresponding to the selected injection conditions (52 kW in the present case).

Although the numerical and experimental signals correspond to different quantities, flame light intensity is often considered as a fair indicator of local heat release. In that respect, normalized profiles in Fig. 3.6 show a close agreement during phases (I), (II), and (III). The light grey area corresponds to the plume formed by the flame outside the chamber (see inset in Fig. 3.6) which is not accounted for in the simulation. The difference between the numerical and the experimental steady state levels can be explained by the light radiated by the flames located in the back, which have a reduced contribution because they are fainter by the quartz tubes and present a smaller apparent surface due to perspective effects. The normalized integrated heat release for case #3 is also available in Appendix A (see Fig. A.3), but only for the simulation results. The same phases as for case #2 are retrieved.

3.4.2 Burning Velocity and Pressure Signals

Figure 3.10 shows the flame fronts merging time (i.e., the time when the two flame fronts meet) measured for the three experimental conditions mentioned in Table 1.1, as well as the merging time deduced from the simulations in case #2 and case #3 (not presented in this article). These times are estimated from the images recorded by the CMOS camera, when the two flame fronts are merging. “COLD” means that the experiment was carried out without any preheating of the combustor and the ignition takes place in the presence of cold boundaries; “PREHEATED” indicates that the combustion chamber has been operated for about 10 min prior to the ignition experiment. This type of operation defines conditions at the boundaries which are closer to the adiabatic conditions used in the numerical simulation. To evaluate the variability of the experiments, several tests have been carried out for each operating point, and more specifically for case #2 that corresponds to the simulation. In that particular condition, a dispersion of 10% is observed, but the major part of the points is around a value of 50 ms. One can note the large discrepancy between the experimental tests carried out in cold and preheated conditions. In cold conditions the merging time is of the order of 80 ms for the same flow condition, i.e., 60% larger than the merging time in preheated conditions. The LES merging time calculated by assuming that the chamber walls are adiabatic closely matches the time taken by the flame to cross the whole annular space obtained under “PREHEATED” conditions for both investigated cases (#2 and #3).

To get a more precise quantification of the transit time of the flame front when it passes by the flow established by the swirl injectors it is convenient to plot the heat release rate per sector. This is done in Fig. 3.11 for the H+ chamber part only as similar results can be obtained for the other half chamber H-. The ignition time of each sector is defined by the instant when the sector-averaged heat release reaches its maximum. In the experiment, the transit times are estimated from the CMOS camera snapshots. A comparison between LES and experiment is given in Fig. 3.12. The H+ flame brush appears to be faster until

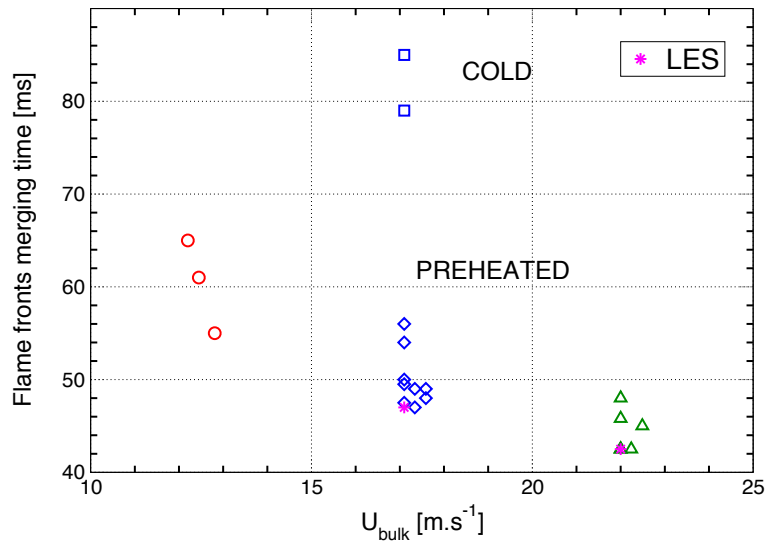


FIGURE 3.10 – Flame fronts merging time as a function of the bulk velocity U_{bulk} . Red (case #1), blue (case #2) and green (case #3) symbols represent experimental data at three various conditions. The magenta stars stand for the time obtained from the LES calculations (case #2 and case #3 not presented in this chapter, respectively).

it reaches an azimuthal angle of 90 deg. The initially slower H- flame reaches this azimuthal angle in about the same time and flame brush merging takes place in the S8, opposite to the spark plug. The H+ flame brush is favored by the flow circulation generated by the swirlers during the first instants of ignition, since the direction of propagation is the same as that of the flow induced by the swirlers. But as this flame progresses along the external tube, the path traveled is effectively longer, and the H- flame brush catches up. Finally, one finds that in both half chambers the transit time is a quasi linear function of the azimuthal angle, corresponding to an absolute propagation velocity of 12 m.s^{-1} . This characterizes both the experiment and the simulation.

It is also interesting to see if the simulation is able to reproduce the experimental pressure signals. The pressure fluctuations result from a complex process involving heat release rate variations, perturbations induced by the turbulent flow and multiple reflections on the combustor boundaries. One can expect that experimental and numerical signals, which correspond to a single realization of a stochastic process, will not exactly match, but the comparison is nevertheless instructive. Moreover, the pressure signals provide a quantitative measurement of the delay separating the first sector ignition and the merging of the flame fronts. Figure 3.13 shows two different pressure signals, respectively, retrieved from sensors P1 and P4 and low pass filtered at 1kHz (similar results were obtained for P2, P3, and P5, see Fig. 1.4 for pressure taps locations). The vertical dashed lines correspond to the ignition of the first three sectors (top subfigure) and the merging of the flame fronts (bottom subfigure), and are obtained from

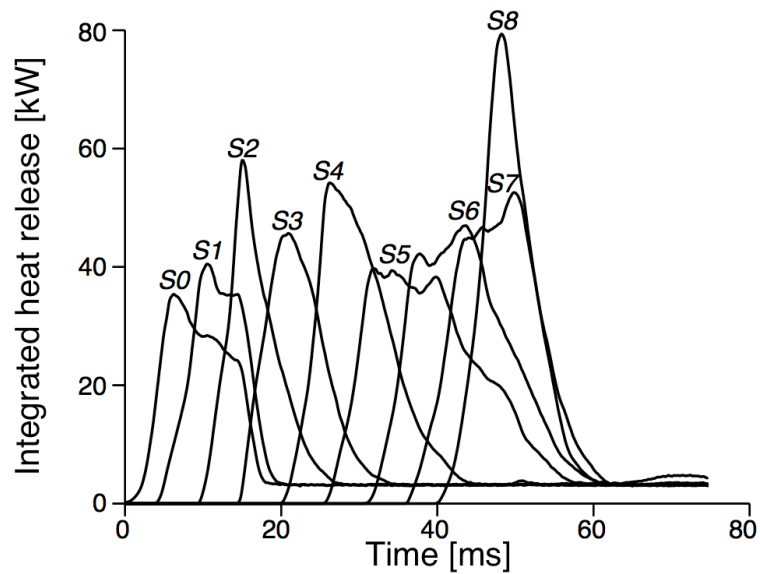


FIGURE 3.11 – Volume integral of heat release rate per sector in the $H+$ part of the chamber (see Fig. 1.4 for designation of the sectors).

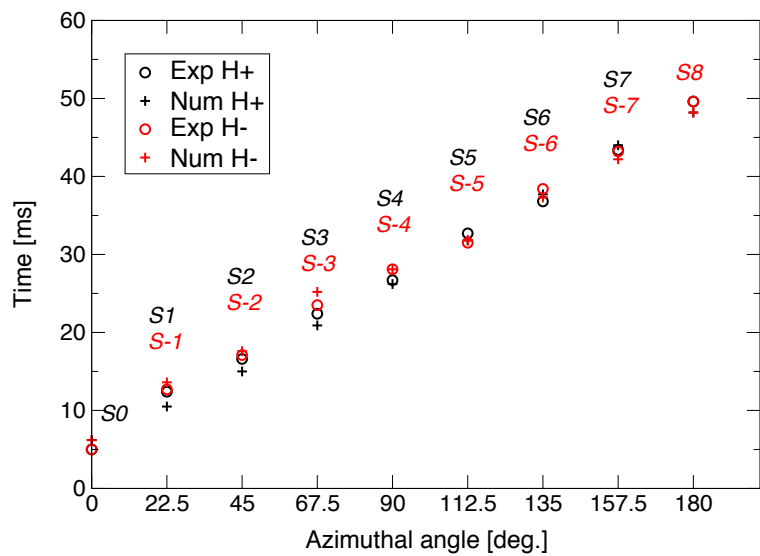


FIGURE 3.12 – Transit time of the flame fronts as a function of azimuthal angle. Circle and plus symbols represent respectively experimental and numerical times; black and red colours stand respectively for $H+$ and $H-$ (see Fig. 1.4 for designation of the sectors).

the integrated heat release rate per sector (see Fig. 3.11). The numerical signal P1 features three initial peaks corresponding to the ignition time of sectors S0, S1, and S2. These peaks do not appear as clearly in the experimental signal :

only a single pressure peak corresponding to the ignition of S0 is observed. In the LES, a sudden pressure drop occurs at $t = 15$ ms when the initial arch flame front reaches the exit of the chamber where the reaction rate is set to zero (see Sec. 3.3). The merging of the flame fronts can clearly be identified in both numerical and experimental signals, showing a sharp drop of the pressure around 47 ms. For $15 \text{ ms} < t < 47 \text{ ms}$, it is not possible to identify the ignition times of individual sectors from the pressure signals because of the shifts in H- and H+ propagation times and the multiple acoustic wave reflections on the combustor walls. The experimental signal amplitudes are generally lower than those obtained in the simulation. There are a few possible reasons for this. On the experimental side, one may note that the waveguide microphones act as a low pass filter with a cutoff frequency of the order of 1 kHz. This will reduce the amplitude levels of fast pressure perturbations and thus reduce the experimental signal level. One may also note that the numerical damping of acoustic perturbations is lower than the real value because viscous effects associated with the acoustic boundary layers at the walls are underestimated as these layers are not suitably resolved in the LES. A third possibility may be that the sources of acoustic perturbations which are linked to the time derivative of the heat release rate are not suitably predicted and are overestimated to some extent by the F-TACLES model. There is in fact no experience in the application of this model to combustion noise from confined flames (and more generally the experience in the application of LES to the calculation of combustion noise from confined flames is still quite limited). Thus the model may well provide a suitable representation of the heat release rate but may perhaps not yield sufficiently accurate values of the temporal variation of the local values of this quantity. Nevertheless, the signals show a degree of similarity.

3.5 Influence of the combustion model : comparison with a thickened flame model

The objective of the following analysis is to evaluate the sensitivity of the numerical results to the turbulent combustion model. This can be accomplished by performing two simulations with two conceptually different approaches, namely the filtered tabulated chemistry (F-TACLES) approach [Vicquelin et al. \(2009\)](#); [Fiorina et al. \(2010\)](#); [Auzillon et al. \(2013\)](#) and the flame thickening model with reduced chemistry (TFLES) [Colin et al. \(2000\)](#). Both models have already demonstrated their accuracy on stable swirled flames in various configurations [Fiorina et al. \(2010\)](#); [Auzillon et al. \(2012\)](#); [Gicquel et al. \(2011\)](#) and are good candidates to simulate transient phenomena of the light-round which serves to ignite full annular combustors.

These calculations were performed using resource Curie-TN based in France at TGCC as part of a PRACE project entitled SIMAC (standing for “Simulation of Ignition Mechanisms in an Annular Combustor”). This project involved two

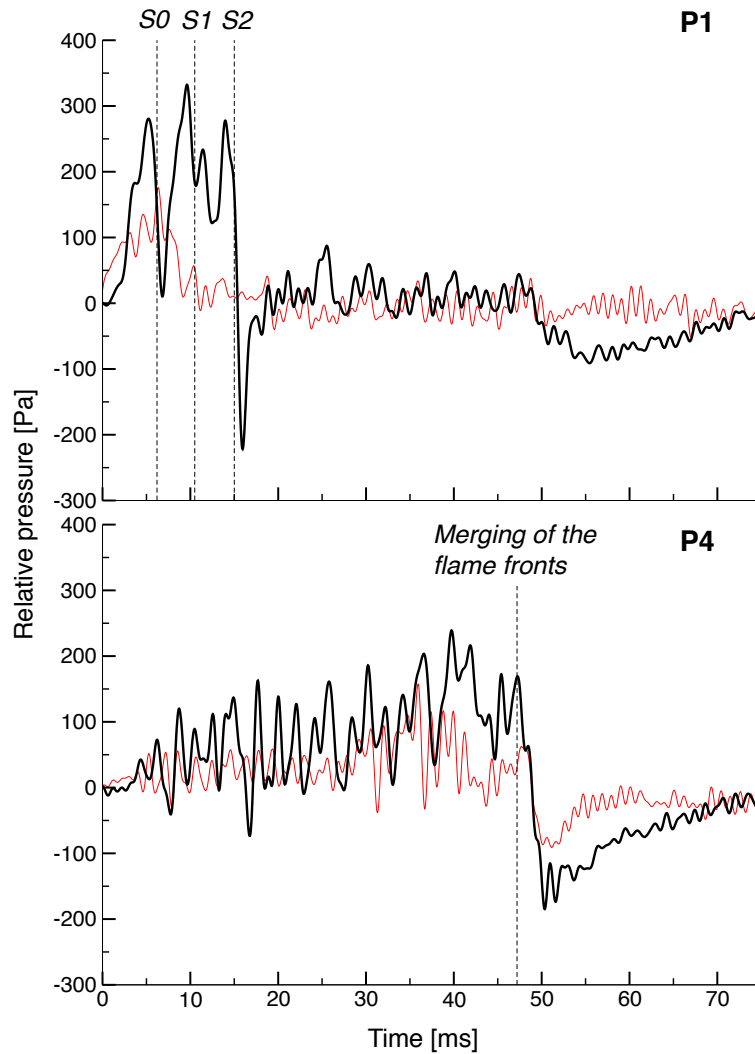


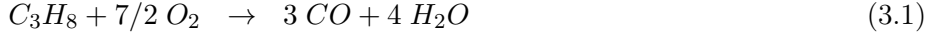
FIGURE 3.13 – Two pressure signals retrieved from respectively sensors $P1$ and $P4$ (see Fig. 1.4 for designation of the sectors). Black : LES ; Red : experiment.

laboratories, namely EM2C which performed the F-TACLES simulations, and CERFACS which carried out the TFLES ones.

The Thickened Flame for LES model (TFLES) is first presented. Flame front dynamics obtained with F-TACLES and with TFLES are then compared. The analysis is then continued by comparing the evolution of reaction rates and flame surface areas in the two models. The flame transit times corresponding to the two models are then investigated.

3.5.1 Thickened Flame for LES model

For the flame thickening method TFLES, a two-step reduced scheme for laminar premixed propane-air flames is used, containing six species and built with the methodology proposed by [Franzelli et al. \(2010\)](#) :



The first reaction controls the flame speed and the autoignition time. The second reaction represents the $CO-CO_2$ equilibrium and is necessary to predict the flame temperature in the burnt gases for rich mixtures. The reaction rates follow Arrhenius laws, and the first reaction pre-exponential factor has been adjusted to reproduce the laminar flame speed $S_l^0 = 0.239 \text{ m.s}^{-1}$ at equivalence ratio $\phi = 0.74$. Simple models for transport and thermodynamic properties are used. A constant Prandtl number $Pr_o = \mu c_P / \lambda = 0.739$ is assumed, where c_P is the mixture specific heat capacity at constant pressure, λ is the mixture thermal conductivity, and μ is the mixture dynamic viscosity following a power law $\mu(T) = \mu_o \left(\frac{T}{T_o}\right)^\alpha$, where $\mu_o = 2.5034 \cdot 10^{-5} \text{ kg.m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ and $\alpha = 0.6695$ enable to match the temperature dependency of the detailed mechanism from [Qin et al. \(2000\)](#) over the whole range of temperatures at atmospheric pressure. As for tabulated chemistry in the F-TACLES model, the unity Lewis number assumption for all species is used. The basic idea of the TFLES combustion model is that a correct laminar premixed flame can propagate at the correct speed on a coarse grid by artificially thickening the flame front. In LES, the balance equations for the k^{th} species filtered mass fraction \tilde{Y}_k :

$$\frac{\partial \rho \tilde{Y}_k}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \tilde{\mathbf{u}} \tilde{Y}_k) = \nabla \cdot (F \Xi_\Delta \overline{\rho \tilde{V}_k \tilde{Y}_k}) + \frac{\Xi_\Delta}{F} \dot{\omega}_k(\tilde{Y}_k, \tilde{T}) \quad (3.3)$$

where \tilde{V}_k is the filtered diffusion velocity of species k , here expressed using the Hirschfelder and Curtiss approximation, $\dot{\omega}_k$ is the reaction rate of species k , \tilde{T} is the filtered temperature and F is the thickening factor. Note that in this work, the Dynamic TFLES model is used, i.e. F is not constant in the domain, equal to unity outside of the reaction zone, and reaching its maximum value inside the reaction zone. In this zone, F depends on the ratio of the mesh size to the laminar flame thickness δ_l^0 and is adjusted to have 5 points within the reaction thickness. Equation 3.3 propagates the flame front of thickness $F\delta_l$ at the turbulent flame speed $S_\Delta = \Xi_\Delta S_l^0$, and the loss of subgrid scale flame surface is compensated by a higher flame speed.

For both F-TACLES and TFLES models, the same wrinkling factor model from [Charlette et al. \(2002\)](#) is used :

$$\Xi_\Delta = \left(1 + \min \left[\frac{\Delta}{\delta_l^0}, \Gamma \frac{u'_\Delta}{S_l^0} \right] \right)^\beta, \quad (3.4)$$

where $\beta = 0.5$, δ_l^0 denotes the thermal flame thickness (0.66 mm here), u'_Δ the subgrid scale turbulent velocity, and Γ the spectral efficiency function (see

Charlette et al. (2002)). In order to be consistently compared in the following section with F-TACLES, TFLES can be expressed in terms of a normalized progress variable $\tilde{c} = (\tilde{T} - T_u)/(T_b - T_u)$, where T_u and T_b are the fresh gases and burnt gases temperature, respectively. The corresponding progress variable source term writes :

$$\overline{\dot{\omega}_c} = \frac{\overline{\dot{\omega}'_T}}{C_p(T_b - T_u)}, \quad (3.5)$$

where $\dot{\omega}'_T$ is the heat release, C_p the specific heat capacity at constant pressure in mass units, and $\overline{\dot{\omega}'_T} = \Xi_{\Delta}\dot{\omega}'_T/F$ according to the TFLES model.

3.5.2 Results

3.5.2.1 Strategy of comparison

In this section, two ignition sequences computed with F-TACLES and TFLES respectively are compared with one single experimental test. In practice, every experimental shot is unique due to the variability induced by the turbulence. However, for the present operating conditions, the ignition time was found to vary less than 6% (rms value of 9 experimental shots) and the flame topology during ignition was similar for all shots. In this section, a qualitative comparison of the flame topology evolution and a quantitative comparison of global quantities such as integral reaction rates and resolved flame surfaces are proposed. For both simulations, the time origin is taken at the instant of the hot kernel deposit.

3.5.2.2 Flame front dynamics

Figure 3.14 shows a direct comparison between the two calculations and the experimental images retrieved from the high speed imaging camera. The experimental data show light intensity emitted by the flame during the process of ignition, represented in false colors to improve visualization. In the numerical snapshots, the flame is highlighted by an isosurface of the progress variable \tilde{c} for F-TACLES and temperature for TFLES, and colored by axial velocity levels. The swirled jets generated by the injectors are represented by an isosurface of the velocity field. The time reference of experimental images is arbitrarily chosen so that ignition around the first burner (identified experimentally and numerically by pressure signals) is identical with the one predicted by F-TACLES. Figure 3.14 exhibits remarkable similarities between both calculations and the experiment. The flame obtained by TFLES is slightly faster, different instants are then considered to highlight the similar topology of the flames during their ignition sequence. Indeed, the flame shapes at the largest scales are well reproduced by the two combustion models, and five phases can be clearly identified in the process of ignition : Phase (I) The deposit of energy produces a little flame kernel in the first instants that expands rapidly in the fresh propane/air

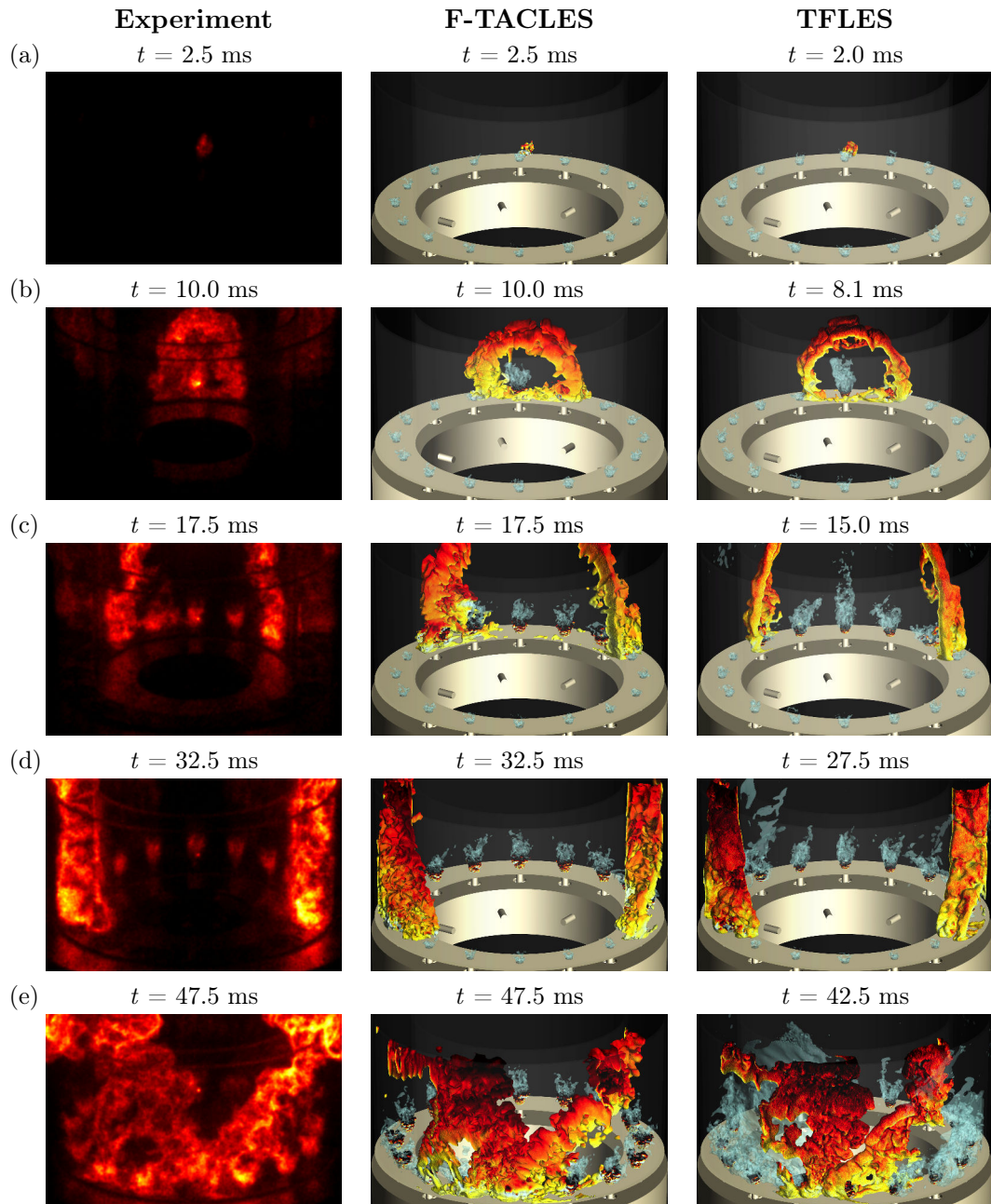


FIGURE 3.14 – Five instants of an ignition sequence. Left : Experimental images showing light intensity emitted by the flame during the process of light-round, and represented in false colors to improve visualization. Middle and right : Respectively F-TACLES and TFLES simulations. The flame fronts are represented by an isosurface of progress variable $\tilde{c} = 0.9$ for F-TACLES corresponding to an isosurface of temperature $\bar{T} = 1781$ K for TFLES, both colored by axial velocity (light yellow : -30 $m.s^{-1}$; black : $+15$ $m.s^{-1}$). Blue isosurfaces correspond to the velocity field $U = 25$ $m.s^{-1}$. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

mixture (Fig. 3.14a); Phase (II) The flame front propagates to the surrounding burners in the form of an arch. The arch opens up as soon as it reaches the exit of the chamber (Fig. 3.14b); Phase (III) A two-front propagation takes over, leading to a burner-to-burner propagation (Figs. 3.14c and d); Phase (IV) The two flame fronts join and merge on the injector opposite the ignition sector (Fig. 3.14e); Phase (V) The burnt gases evacuate the chamber and the steady state is reached. For each phase, the shape of the flame front is in very good agreement : the wrinkled ball in phase (I), the arch shape in phase (II), the large oblique front in phase (III) and the front merging starting at the chamber bottom in phase (V) are all very similar for F-TACLES, TFLES and the experiment. According to Figs. 3.14b and c, the resolved flame front calculated by F-TACLES appears more wrinkled than for TFLES. This difference is quantified in subsection 3.5.2.3. While the comparison is admittedly between two different types of quantities, on one hand light emission integrated over the line of sight, and on the other hand progress variable isosurface, it is nevertheless meaningful because (1) The viewing of the calculated flame is done from a position which exactly corresponds to that of the camera, (2) The flame brush is compact and light is therefore emitted from a relatively narrow region so that line of sight integration of the light intensity will only weakly affect the experimental data. It is also found that the choice of isosurface value does not affect the visual aspect of the flame (see Fig. 3.9).

3.5.2.3 Reaction rates and flame surfaces

The five phases of the ignition sequence clearly appear in Fig. 3.15, where the integrated light intensity captured by the CMOS camera (Fig. 3.15(b) is compared to the numerical reaction rates integrated over the chamber volume (Figs. 3.15(a and b) $\dot{\Omega}$ defined as : $\dot{\Omega} = \int_V \bar{\omega}_c dV$ where V is the volume of the chamber. The emission from lean premixed flames is dominated by light radiated by CH^* and it is generally considered that this can be interpreted as proportional to the rate of heat release. The constant of proportionality depends on the operating equivalence ratio and pressure. As TFLES propagates 10% faster than F-TACLES, its profile is shifted 3 ms forward in order to compare the integrated reaction rate shapes equivalently. One can note that some material reacts outside the chamber volume in the experiment producing some errors when integrating the images, particularly in phases (IV) and (V). As a consequence, we focus only on the shape of the curves before phase (IV) when comparing to the experiment. In phases (I) and (II) (initial and arch-like phases), both the simulations and the experiment feature a sharp increase of the reaction rate due to the hot gas expansion which is maximal when the flame front is closed. In phase (III), the three reaction rates continue to increase with lower slopes which are globally identical for all cases if normalized values are considered. In terms of absolute values, this mean slope is also similar in F-TACLES and TFLES (see Fig. 3.15a) although the level of $\dot{\Omega}$ is higher in

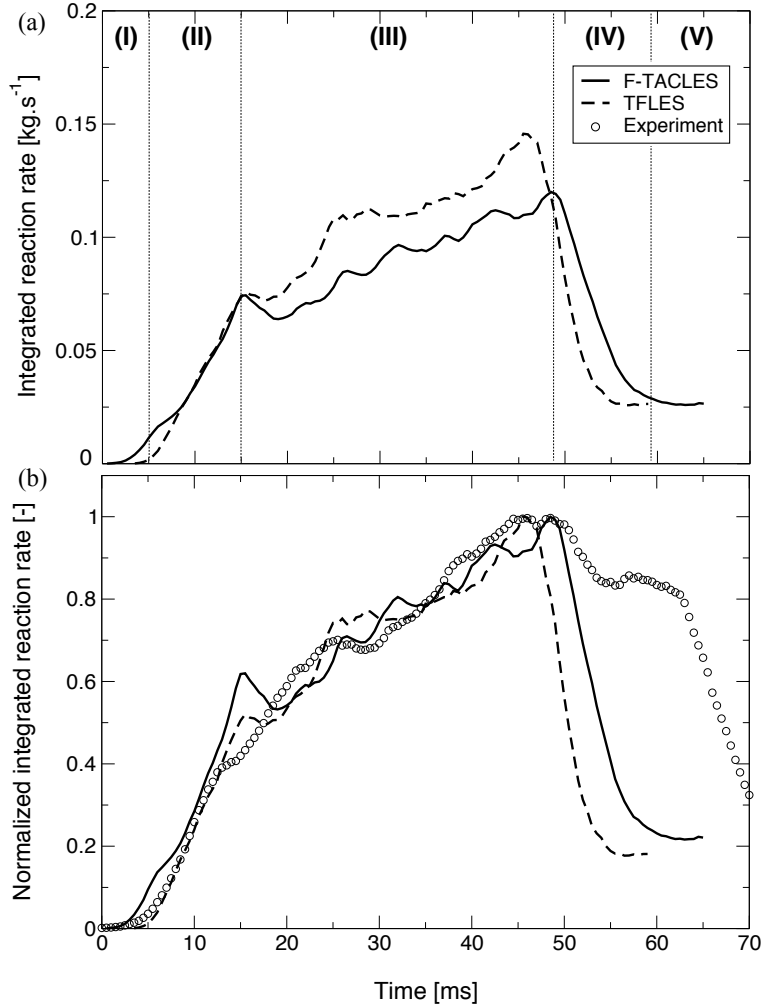


FIGURE 3.15 – Time evolution of the integrated direct light emission (experiment) and reaction rate (simulations) : (a) integral of the reaction rate over the chamber volume for F-TACLES and TFLES (shifted 3 ms forward), (b) comparison of the three signals normalized by their respective maximal value.

TFLES. It is worth noting that a maximum dispersion of 25% is observed on the experimental data, not shown here because the signals were normalized by their respective value. Figure 3.16 plots the resolved surface flame defined as $S_{\text{res}} = \int_V |\nabla \tilde{c}| dV$ in F-TACLES and TFLES. One can see the production of flame surface due to the flame expansion and the reduction of flame surface when the fronts merge, in agreement with the evolution of the integral reaction rate. At any time, the resolved flame surface is about 50% higher in F-TACLES compared to TFLES. Since the integrated heat release rate evolutions are similar one expects that the local reaction rates per resolved flame surface unit of the two models will be different, thus accommodating the differences in flame

surface area.

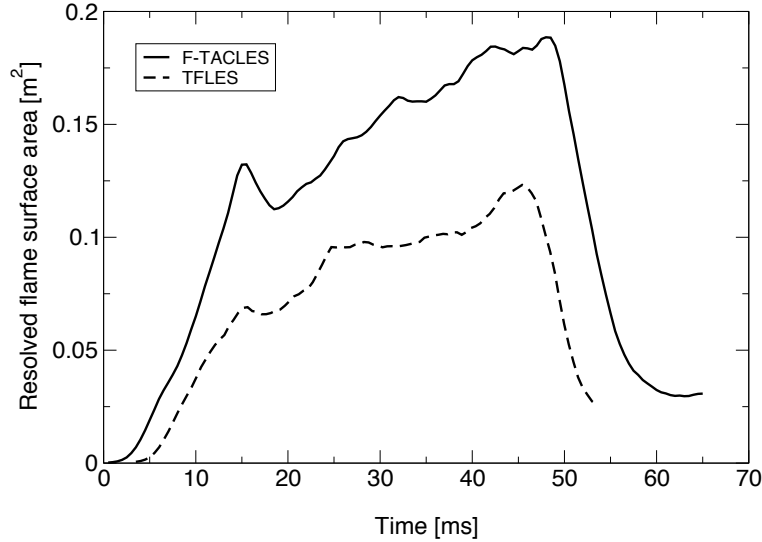


FIGURE 3.16 – Time evolution of the resolved flame surface areas for F-TACLES and TFLES (shifted 3 ms forward).

3.5.2.4 Flame fronts transit time

It is interesting to plot the transit time of the flame front (as previously done in Fig. 3.12 for F-TACLES only) to get a more precise quantification of the burning velocity. Fig. 3.17 shows this quantity for the experiment and for the F-TACLES and TFLES models as a function of the azimuthal angle. It has been retrieved from the maximum of integrated heat release in each sector, as explained in section 3.4.2 for only one half of the chamber (similar results were obtained for the other half). The flame fronts demonstrate a rather equivalent burning velocity in the first quarter of the chamber for both experiment data and numerical results, until $\theta = 90$ deg. Further on, TFLES appears to propagate faster than both F-TACLES and the experiment. In order to compare both combustion models under similar conditions, the figure also includes an error bar on the last point, which corresponds to the merging time (previously introduced in section 1.5.3) deduced from the experimental shots. This shows that, when F-TACLES is still in good agreement with the experiment, TFLES remains out of the experimental variability boundaries. Several LES shots, with non-reactive flow simulations continued a little bit longer prior to adding the ignition sphere of hot gases, would add an assessment of the variability of these transit times for both models. However, the overall process is rather well reproduced for both models, as shown previously in subsections 3.5.2.2 and 3.5.2.3.

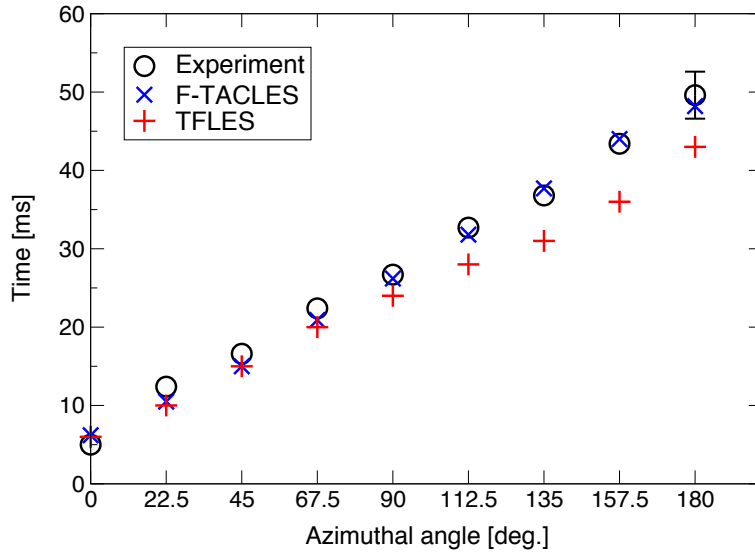


FIGURE 3.17 – Transit time of the flame fronts as a function of azimuthal angle. Circle, blue X and red plus symbols represent respectively experimental, F-TACLES and TFLES times; the error bar stands for the experimental variability.

3.6 Conclusion

The ignition sequence of the full annular combustion chamber MICCA is investigated in this chapter by combining experimental data and results of LES. The experimental system is dimensionally similar to that existing in helicopter gas turbine combustors. It is equipped with 16 swirl injectors delivering a perfectly premixed stream of reactants. This allows a unique comparison between experimental data and results of calculation. The combustion chamber features quartz side walls allowing direct optical access to the combustion region. The flame brush dynamics is observed with a high speed imaging camera. The data recorded by the camera is directly compared with simulation results by making use of the same viewpoint for plotting three-dimensional visualizations of the calculation.

It is found that the computations match the data recorded in the experiment in terms of instantaneous flame geometry, flame brush spatial location and flame merging time, provided that the experimental chamber is preheated to match the adiabatic condition in LES. The structure of the flame brush in its largest scales is very close to that observed experimentally indicating that the simulation retrieves experimental features with great fidelity. This indicates that the F-TACLES combustion model in combination with the AVBP flow solver is able to properly represent the flame brush geometry and suitably retrieve the burning velocity and the absolute flame velocity. The transit time of the flame front per sector compares well with the experimental observation, and the differences with the experimental values are quite limited. Five phases

in the light-round process have been identified, from the initial expansion of the kernel in the first instants to the steady state, passing by a formation of an arch followed by the propagation of two distinct flame brushes sweeping the annular space.

The importance of the aerodynamic field induced by the swirl injectors is also investigated. Experiments and calculations indicate that the path followed by the flame depends on the direction of propagation of the flame brush (in the clockwise or counterclockwise direction). Finally, two conceptually different combustion modeling approaches, namely the filtered tabulated chemistry F-TACLES and the flame thickening model with reduced chemistry TFLES. From a fundamental standpoint, this comparison indicates that the modeling is capable to describe a propagating flame traversing successive injectors, producing their ignition and finally giving rise to steady flames. The unique comparison of these simulations with the experimental data from the MICCA chamber has shown that the flame geometry is remarkably retrieved by both models. Both models show an overall excellent agreement. The same phases in the light-round process have been observed. Despite this similar agreement, several differences between simulated flames have been identified in terms of flame speed (10% faster for TFLES) and resolved flame surfaces (F-TACLES results presenting a flame 50% more wrinkled). This seems to indicate that the flame front burning velocity is controlled by other parameters, and this issue is given further consideration in chapters 4 and 5.

Chapitre 4

Analyse détaillée de l’allumage circulaire de la chambre de combustion MICCA

Ce chapitre complète l’analyse développée précédemment au moyen d’un ensemble de post-traitements réalisés sur les simulations numériques aux grandes échelles de l’allumage circulaire de la chambre MICCA. La dynamique de la flamme est étudiée, notamment en terme d’évolution de la surface de la flamme et de proportion entre la surface de flamme résolue et la surface de flamme modélisée en sous-maille. Les trajets empruntés par les fronts sont analysés et il est montré que l’aérodynamique des injecteurs swirlés influence le trajet préférentiel des fronts et leur inclinaison. L’expansion volumétrique (aussi désignée par le terme “dilatation”) des gaz brûlés est mise en avant par l’étude de la dynamique de l’écoulement en amont et en aval de la flamme. En outre, il est observé que ce phénomène d’expansion a un rôle prépondérant dans la propagation de la flamme, qui sera davantage développé dans le chapitre 5. Enfin, la dynamique de l’écoulement sortant du haut des tubes en quartz est documentée. Il est montré qu’il existe un équilibre entre l’écoulement dans la chambre, la sortie des tubes en quartz et la vitesse de propagation de la flamme qui reste quasi-constante. Le processus de light-round est décomposé en un nouvel ensemble de phases qui est comparé à celles déjà existantes dans la littérature en conclusion de ce chapitre.

4.1 Introduction

L’allumage au sens propagatif du terme (les premiers instants suivant le dépôt d’énergie tels que la création du plasma, l’augmentation brutale de la température, les ondes de choc générées, etc. ne sont pas l’objet de la présente étude) a déjà été décrit précédemment comme une phase critique des systèmes de com-

bustion dans le sens où elle doit pouvoir être réalisée de façon systématique, en limitant les pics de pression pouvant déséquilibrer la dynamique du système, voire aboutir à une extinction partielle ou totale des injecteurs. Cette phase d'allumage au sein des chambres annulaires est en soit complexe pour plusieurs raisons : (1) l'injection est réalisée de façon "swirlée", ce qui induit une zone de recirculation au centre de chaque injecteur (appelée *IRZ* pour "*Inner Recirculation Zone*" en anglais) mais également en périphérie de l'injecteur (désignée dans la littérature par *ORZ* pour "*Outer Recirculation Zone*" par les anglo-saxons), ce qui peut modifier la dynamique globale du système en fonction de la proximité des injecteurs entre-eux ; à ce titre [Durox et al. \(2015\)](#) mentionnent une tendance générale de giration de l'écoulement au sein d'une chambre annulaire correspondant au sens de rotation local de chaque swirler si l'ensemble des injecteurs sont orientés dans le même sens, (2) la flamme se propage de façon normale à la direction d'injection, ce qui correspond à une configuration particulière de propagation en conditions parfaitement prémélangées peu documentée dans la littérature, (3) l'allumage étant réalisé lorsque la chambre annulaire est complètement remplie de pré-mélange gazeux, l'inflammation des gaz présents dans la chambre induit des ondes de pression qui se réfléchissent sur les parois du système, (4) l'impact de la section en sortie de la chambre (présence ou non d'un convergent) peut contraindre l'écoulement et par suite le processus d'allumage, etc. Dans la littérature, le foyer annulaire équipé d'injecteurs multiples de l'université de Cambridge ([Worth and Dawson \(2013\)](#)) a été développé au cours de la même période que la chambre MICCA ([Bourgouin et al. \(2013\)](#)) pour étudier la dynamique des instabilités azimutales, mais son diamètre de 17 cm n'est pas proche de celui des chambres de combustion de type aéronautique, ses injecteurs produisent un faible niveau de swirl et les expériences d'allumage correspondantes ont été peu documentées ([Bach et al. \(2013\)](#)). Ainsi, les travaux d'allumage circulaire réalisés sur MICCA constituent une contribution importante pour atteindre une meilleure compréhension des phénomènes physiques associés au processus d'allumage circulaire. Cependant, les données expérimentales issues de l'instrumentation de la chambre sont limitées. Cela est dû en partie à la complexité de la géométrie et au caractère parfois intrusif des diagnostics de mesure, ne permettant pas une description exhaustive et une compréhension complète des phénomènes physiques pilotant le processus d'allumage. On dispose principalement de films numériques rapides de l'émission de lumière dans la chambre et de signaux microphoniques.

Dans ce cadre, l'outil de simulation numérique complète l'expérience puisqu'il permet de connaître l'ensemble des champs de données inaccessibles expérimentalement, pour peu que l'on puisse s'assurer au préalable du caractère prédictif de la méthode de calcul. Dans le chapitre 2, un code de simulation numérique aux grandes échelles (AVBP) et un modèle de combustion (F-TACLES) sont éprouvés afin de vérifier leur capacité à simuler un écoulement en l'absence de réaction chimique et à chaud lorsqu'on les combine. Il a été montré que les résultats numériques étaient en bon accord avec les données expérimentales, ce

qui a permis de réaliser des simulations de l'allumage circulaire de la chambre MICCA.

Le chapitre 3 fait état de cette comparaison entre des expériences et des simulations numériques de séquences d'allumage réalisées dans les mêmes conditions, et montrent des résultats très proches en termes de géométrie de flamme et de temps de propagation. Un autre point de fonctionnement a aussi été simulé (voir l'annexe A) et les résultats correspondants sont tout aussi satisfaisants. Ces comparaisons montrent que l'outil de simulation numérique est effectivement utilisable pour le calcul prédictif de l'allumage circulaire. Dès lors, l'importante quantité de données générées par les simulations (champs de pression, température, masse volumique, vitesses, etc.) peut être utilisée afin pour caractériser le phénomène d'allumage dans une géométrie de chambre annulaire multi-injecteurs.

Les calculs précédemment évoqués sont utilisés dans ce chapitre, afin de réaliser une étude approfondie de la dynamique de l'allumage circulaire dans les foyers annulaires. L'évolution de la géométrie de flamme au cours du processus d'allumage est d'abord traitée, notamment au travers de l'étude de la surface de flamme. Le trajet des flammes est analysé à partir des positions et vitesses de la pointe avant et du bord arrière de chaque front (définis dans la section 4.2), ce qui permet en outre de déterminer un angle d'inclinaison des fronts. Puis, l'importance de l'expansion volumétrique des gaz brûlés dans le processus est mise en avant à travers les champs projetés de vitesses axiale et azimutale en section 4.3. La dynamique des gaz en sortie de la chambre est analysée en section 4.4; il est notamment observé que la vitesse débitante des gaz brûlés reste constante en sortie, à l'instar du débit de gaz total (frais + brûlés). Il est à noter que l'ensemble des quantités analysées dans ce chapitre sont issues du calcul décrit au chapitre 3, et que celles issues du deuxième point de fonctionnement simulé sont disponibles en Annexe A, et sont synthétisées en section 4.5. Enfin, une nouvelle décomposition du processus d'allumage circulaire en phases est proposée en conclusion, et vient compléter les analyses précédentes réalisées par Lefebvre (1998); Eyssartier et al. (2011). L'ensemble de ces éléments sont ensuite utilisés dans le chapitre 5 et combinés à des bilans macroscopiques afin de déterminer un modèle pour la vitesse absolue de propagation de la flamme.

4.2 Dynamique du front de flamme

4.2.1 Evolution de la surface de flamme

Afin de suivre l'évolution de la surface de flamme au cours du processus d'allumage circulaire, il est nécessaire de choisir des définitions pour les surfaces de flamme résolue (notée A_{res} dans le suite), de sous-maille (notée A_{sgs}) et totale (notée $A_{tot} = A_{res} + A_{sgs}$).

Concernant la surface de flamme résolue, une première méthode consiste à l'estimer en traçant une isosurface de la variable de progrès choisie arbitrairement,

et d'en déduire directement sa surface. Dans le chapitre 3, la variable de progrès a été fixée à $\tilde{c} = 0.9$, mais d'autres isosurfaces $\tilde{c} \in [0,1]$ peuvent être choisies. Bien qu'elles soient d'aspect très similaires (voir Fig. 3.9), leur surface respective n'est pas rigoureusement identique.

Une autre définition, basée sur la densité de surface de flamme résolue $|\nabla\tilde{c}|$ intégrée sur le volume total de la chambre de combustion (noté V_{cc} dans la suite), doit être rigoureusement identique à la surface résolue moyenne de l'ensemble des isosurfaces (voir [Veynante and Vervisch \(2002\)](#)).

Une estimation de la surface de flamme résolue par ces deux méthodes est disponible à la Fig. 4.1.

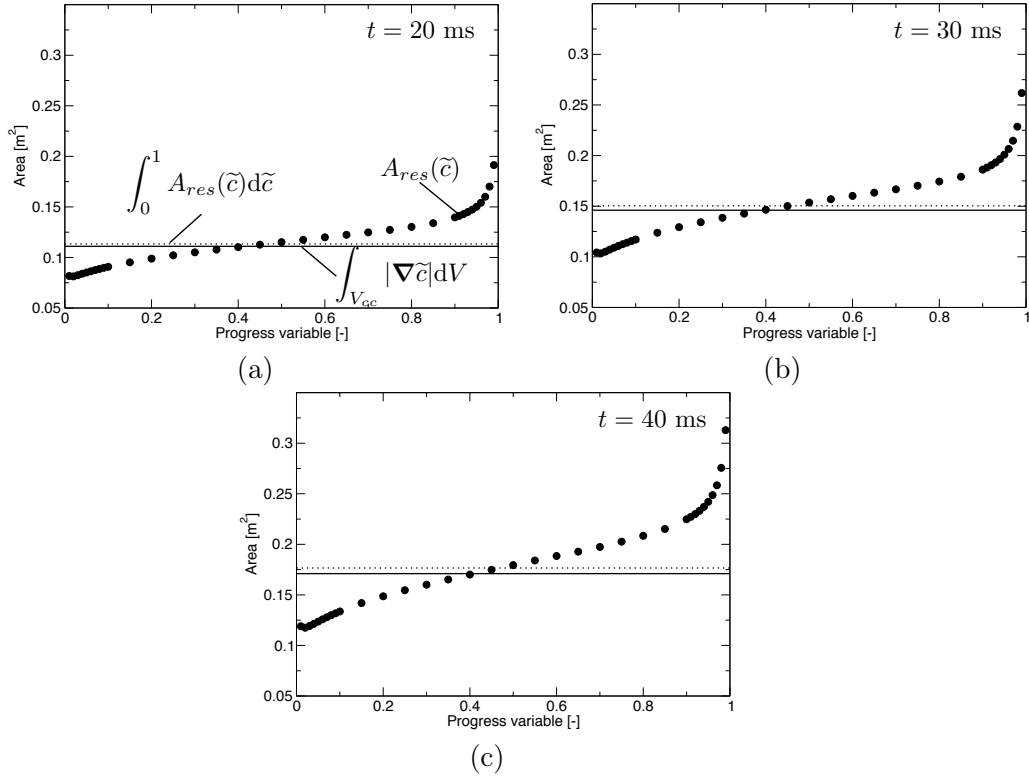


FIGURE 4.1 – Evolution de la surface de flamme résolue en fonction de la variable de progrès ($A_{res}(\tilde{c})$, représentée en cercle plein) pour 3 instants de simulation ((a) $t = 20$ ms, (b) $t = 30$ ms et (c) $t = 40$ ms). Les pointillés correspondent à l'intégrale de la surface résolue sur l'ensemble de l'intervalle de la variable de progrès $\int_0^1 A_{res}(\tilde{c}) d\tilde{c}$. Le trait continu correspond à l'estimation de la surface de flamme par l'intégrale volumique $\int_{V_{cc}} |\nabla\tilde{c}| dV$.

Les cercles pleins représentent la surface résolue en fonction de la valeur de la variable de progrès \tilde{c} retenue pour l'isosurface; les pointillés correspondent à l'intégrale de la surface résolue sur l'ensemble de l'intervalle de la variable de progrès $\int_0^1 A_{res}(\tilde{c}) d\tilde{c}$; les lignes symbolisent la valeur de l'intégrale $\int_{V_{cc}} |\nabla\tilde{c}| dV$.

Trois instants ((a) $t = 20$ ms, (b) $t = 30$ ms et (c) $t = 40$ ms) sont présentés. L'estimation de la surface de flamme résolue par le calcul de l'aire de l'isosurface confirme que le choix de la variable de progrès est primordial ; un rapport égal à 2.5 existe entre le maximum (vers $\tilde{c} \simeq 1$) et le minimum (vers $\tilde{c} \simeq 0.02$) de la surface estimée.

La surface résolue moyennée sur l'ensemble des isosurfaces $\int_0^1 A_{res}(\tilde{c})d\tilde{c}$ peut être comparée à la valeur calculée à partir de l'intégrale de la densité de surface de flamme résolue $\int_{V_{cc}} |\nabla\tilde{c}|dV$. Pour les trois solutions instantanées présentées, l'écart relatif vaut environ 2.75% entre les deux méthodes. Il est donc raisonnable de considérer que la surface résolue A_{res} peut être déterminée directement à partir de l'expression $\int_{V_{cc}} |\nabla\tilde{c}|dV$.

A partir du facteur de plissement de sous-maille Ξ_Δ (voir section 3.5.1), il est alors possible d'en déduire la surface de flamme de sous-maille A_{sgs} .

Les différentes surfaces de flamme sont représentées à la Fig. 4.2a (voir la Fig. A.4a en Annexe A pour les données du deuxième calcul LES) et définies comme suit :

$$A_{res}(t) = \int_{V_{cc}} |\nabla\tilde{c}|dV \quad (4.1)$$

$$A_{sgs}(t) = \int_{V_{cc}} (\Xi_\Delta - 1) |\nabla\tilde{c}|dV \quad (4.2)$$

$$A_{tot}(t) = A_{res}(t) + A_{sgs}(t) = \int_{V_{cc}} \Xi_\Delta |\nabla\tilde{c}|dV = \int_{V_{cc}} \Sigma dV \quad (4.3)$$

où $|\nabla\tilde{c}|$ représente la densité de surface de flamme résolue et Σ est la densité de surface de flamme totale (voir [Candel and Poinso \(1990\)](#)).

Les surfaces de flamme ont une évolution au cours du temps qui est très semblable à celle obtenue pour le dégagement de chaleur (voir Fig. 3.6), ce qui est consistant puisque les deux quantités sont proportionnelles (voir [Candel \(2002\)](#); [Veynante and Vervisch \(2002\)](#)).

La figure 4.2b (Fig. A.4b en Annexe A pour le deuxième calcul) montre l'évolution au cours du processus d'allumage circulaire du facteur de plissement de sous-maille moyen sur le front (noté $\{\Xi_\Delta\}_{res}$, qui sera davantage approfondie au chapitre 5), défini comme le rapport de la surface totale de flamme sur la surface résolue

$$\{\Xi_\Delta\}_{res} = \frac{\int_{V_{cc}} \Xi_\Delta |\nabla\tilde{c}|dV}{\int_{V_{cc}} |\nabla\tilde{c}|dV} = \frac{A_{tot}}{A_{res}}$$

Cette quantité est bornée entre 1.55 et 1.7, mais oscille autour d'une moyenne de 1.6 (traits discontinus). En d'autres termes, le modèle de sous-maille permet la prise en compte dans le calcul d'environ 60% de la surface de flamme prédite par l'équation de la variable de progrès filtrée du modèle de combustion F-TACLES (voir Eq. 2.46), ce qui correspond encore à environ 37.5% de la surface

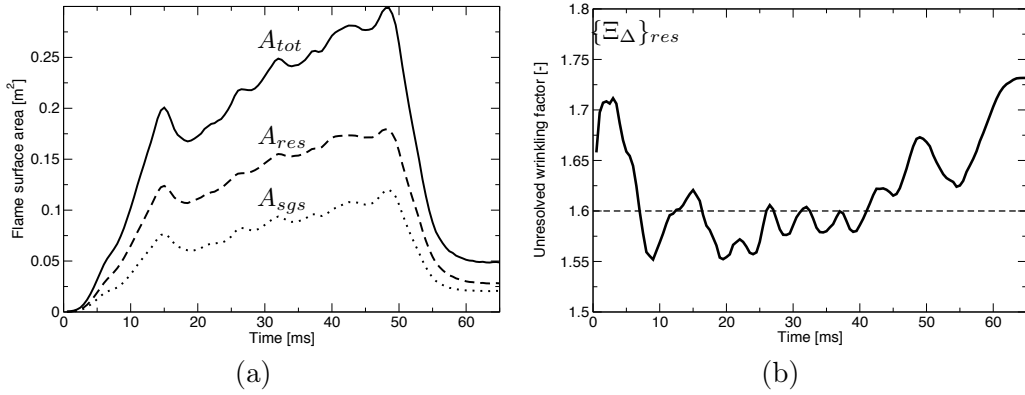


FIGURE 4.2 – (a) Surfaces de flamme résolue (traits discontinus), de sous-maille (pointillés) et totale (trait continu) en fonction du temps; (b) Evolution du facteur de plissement de sous-maille Ξ_{Δ} en fonction du temps (voir section 3.5.1 pour la définition de ce paramètre).

de flamme totale (contre 62.5% pour la surface de flamme résolue). Le modèle de sous-maille apparaît donc comme un paramètre de premier ordre dans la mise en données d'un tel calcul LES.

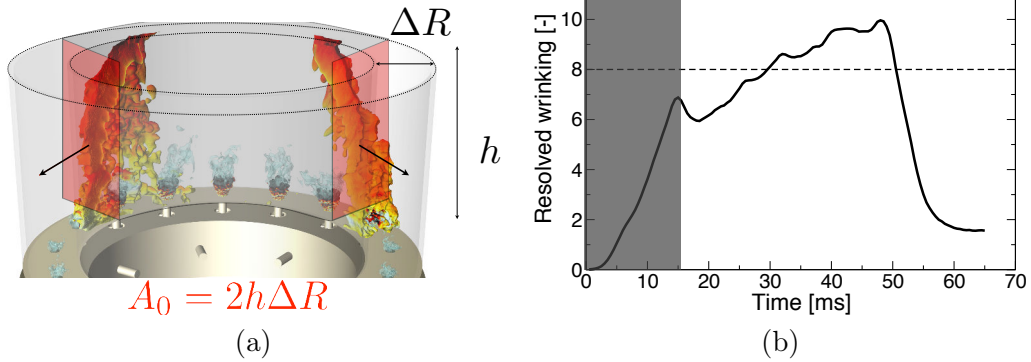


FIGURE 4.3 – (a) Vue instantanée de la chambre annulaire. Les plans verticaux rouges correspondent à la surface de référence A_0 utilisée pour déterminer le plissement résolu de la flamme dont la formule est explicitée sous l'illustration; (b) Evolution du facteur de plissement résolu Ξ_{res} en fonction du temps. La partie grisée correspond aux phases de propagation en sphère puis en arche où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans.

Le plissement résolu Ξ_{res} (c'est-à-dire le rapport de la surface de flamme calculée par le transport de la variable de progrès c à une surface de référence) est une quantité plus difficile à quantifier car il est nécessaire de bien définir une surface de référence à laquelle comparer la surface de flamme résolue A_{res} . Les fronts de flamme étant assimilables à deux surfaces verticales s'in-

clinant progressivement dans la phase (III) de l'allumage circulaire, la surface de référence A_0 a été choisie comme à la Fig. 4.3a. Cette surface correspond à une section droite de l'espace annulaire formé par les parois cylindriques de la chambre de combustion. Cette surface a pour valeur le produit de la distance entre les parois du foyer $\Delta R = 0.05$ m par la hauteur $h = 0.18$ m pour un front, soit $A_0 = 2\Delta R h = 0.018$ m² pour les deux fronts. Le plissement est ainsi défini comme le rapport entre la surface de flamme résolue par le calcul et cette surface de référence

$$\Xi_{res} = \frac{A_{res}}{A_0}$$

et cette quantité est représentée à la Fig. 4.3b (voir Fig. A.5 en Annexe A pour le deuxième calcul). Il est à noter que lors des premières phases de l'allumage identifiées au chapitre 3 (à savoir l'expansion thermique du noyau et la propagation en forme d'arche), la surface de flamme n'est pas assimilable à deux plans verticaux comme lors de la phase (III) de l'allumage. Ainsi, le plissement résolu Ξ_{res} tel qu'il est défini ci-avant n'est pas pertinent entre $t = 0$ ms et $t \simeq 15$ ms, d'où la zone grisée à la Fig. 4.3b. Sur la phase propagative des deux fronts, la facteur de plissement résolu évolue entre 6 et 10. Cela est en partie dû à l'inclinaison des fronts lors de l'allumage circulaire, qui est quantifié dans la sous-section 4.2.2. En première approximation, le facteur de plissement résolu est $\Xi_{res} = 8$, ce qui reflète l'importance de la densité de surface de flamme capturée au moyen de la simulation des grandes échelles et du modèle F-TACLES. Il est maintenant intéressant de caractériser le mouvement de la flamme dans l'espace annulaire, notamment à travers l'étude des trajets préférentiels suivis par les points les plus avancés des deux fronts de flamme. Cette trajectographie permet d'effectuer de premiers constats sur l'interaction entre les flammes et l'écoulement turbulent.

4.2.2 Pointe avant et bord arrière du front de flamme

La "pointe avant" et le "bord arrière" (respectivement *leading point* et *trailing edge* en anglais) sont deux notions qu'il est nécessaire d'introduire afin de pouvoir suivre la progression azimutale du front de flamme.

La pointe avant du front de flamme est définie comme le point appartenant à l'isosurface $\tilde{c} = 0.9$ dont l'azimut est à l'instant considéré maximal. Dans le cas de l'allumage circulaire de MICCA, il existe deux fronts de flamme qui progressent l'un contre l'autre jusqu'à se rencontrer au niveau du secteur S8 (voir Fig. 1.4), d'où la nécessité de traiter chaque demi-chambre séparément (H+ et H-). Boileau et al. (2008) avaient déjà introduit cette notion de *leading point*. L'intérêt du suivi d'un tel point est en outre de connaître sa position au cours du temps (ce qui permet d'identifier le trajet préférentiel suivi par la flamme et d'en déduire une possible corrélation avec l'aérodynamique de l'écoulement issu des injecteurs swirlés), et d'en déduire ensuite sa vitesse azimutale. Il est à noter que l'isosurface $\tilde{c} = 0.9$ a été retenue afin d'être consistant avec celle

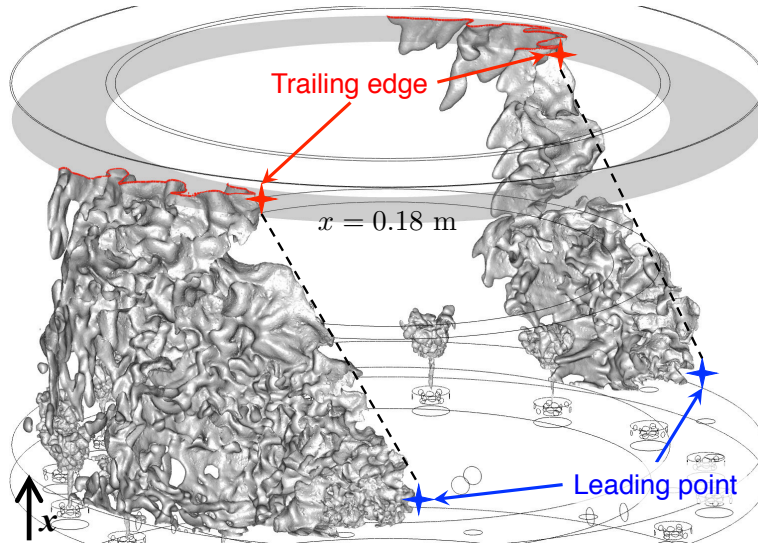


FIGURE 4.4 – Vue isométrique de la simulation numérique de la chambre MICCA à $t = 30$ ms. Les flammes sont représentées au moyen d'une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$ colorée en gris. Les étoiles bleues correspondent aux pointes avant des fronts (point de l'isosurface dont l'azimut est maximal); les étoiles rouges définissent les bords arrière des flammes (point de l'isosurface dont l'azimut est maximal à la hauteur $h = 0.18$ m, correspondant à 90% de la hauteur de chambre totale). Les traits discontinus symbolisent l'inclinaison des fronts de réaction par rapport à l'axe d'injection x .

choisie pour la représentation des fronts de flamme dans les champs instantanés présentés au chapitre 3.

Le bord arrière du front de flamme est une notion qui permet de déterminer l'inclinaison des fronts lorsqu'elle est combinée à celle de la pointe avant. Cependant, une simple analogie de la définition du *leading point* n'est pas possible; en effet, le point dont l'azimut est minimal sur l'isosurface $\tilde{c} = 0.9$ n'est pas représentatif de la réelle inclinaison des fronts (puisque à certains instants de l'allumage circulaire des morceaux de front réactif se détachent à l'arrière de la flamme au cours de sa propagation, faussant ainsi l'estimation de l'inclinaison). Afin de s'approcher davantage de l'angle réel de la surface de flamme, le bord arrière a été défini comme le point appartenant à l'isosurface $\tilde{c} = 0.9$ dont l'azimut est maximal pour une hauteur fixée à $h = 0.18$ m. Cette hauteur correspond à 90% de la hauteur totale de la chambre, choisie afin de considérer un volume de contrôle qui ne soit pas directement en contact avec la zone dans laquelle les réactions sont supprimées (qui a été artificiellement ajoutée afin de s'affranchir d'un raffinement de maillage trop important pour la résolution du terme source en dehors de la chambre, ce qui permet de baisser la taille du maillage et donc le coût de calcul). La figure 4.4 fournit un schéma explicatif de ces notions de pointe avant et bord arrière sur une solution instantané du calcul LES.

Les positions dans le plan (y,z) des pointes avant et bords arrière des fronts de flamme sont tracées à la figure 4.5a ; la position projetée sur l'axe x des pointes avant est disponible à la figure 4.5b. Les mêmes données pour le deuxième calcul LES sont disponibles en Annexe A aux Figs. A.6a et A.6b. Le premier constat est que les trajets de la pointe avant et du bord arrière de chaque demi-chambre semblent identiques dans le plan (y,z) . Cela semble indiquer une dynamique générale de l'écoulement au sein de l'espace annulaire. Cependant, alors que le front de gauche H- longe le tube intérieur pendant l'ensemble du processus d'allumage, le front de droite H+ commence par longer le tube intérieur avant de changer de trajectoire pour continuer sa course le long du tube extérieur. Ce comportement avait déjà été observé au chapitre 3.

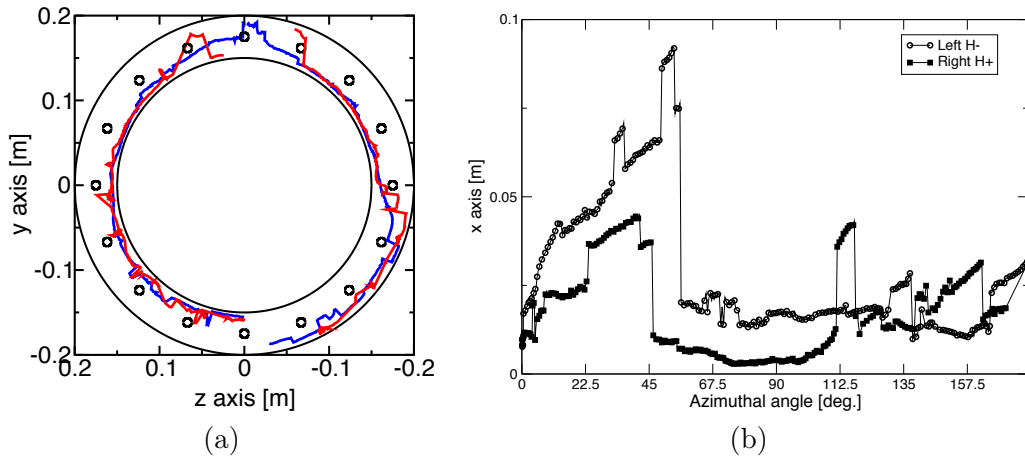


FIGURE 4.5 – (a) Schéma de la chambre en vue de dessus (même orientation et schématisation que pour la figure 1.4). Les grands cercles délimitent les parois latérales en quartz ; les petits cercles marquent l'emplacement des injecteurs swirlés. Les lignes bleues correspondent au trajets respectifs des pointes avant des fronts gauche et droite ; les lignes rouges symbolisent le parcours des bords arrière pour ces deux mêmes fronts ; (b) Position projetée sur l'axe d'injection x des pointes avant des fronts de la demi-chambre H- (cercles vides joints par une droite) et de la demi-chambre H+ (carrés pleins également joints par une droite) en fonction de l'angle d'azimut (de 0 deg. (secteur S0) à 180 deg. (secteur S8)).

Pour analyser la trajectoire respective des fronts de flamme gauche et droite, des vues complémentaires de celles disponibles au chapitre 3 sont fournies à la figure 4.6 (en vue de dessus). Dès que le noyau initial commence à s'épanouir ($t = 4$ ms), le front réactif occupe tout l'espace disponible ($t = 8$ ms), notamment dû à l'effet "bombe" qui projette la flamme vers les parois en quartz. Favorisée par la condition imposée d'adiabaticité des murs, la flamme reste en contact des murs ($t = 12$ ms) lors de l'allumage des premiers secteurs. Dans un deuxième temps, le front de flamme de droite change de trajectoire, ce qui est mis en évidence à la figure 4.7, qui propose des vues latérales et de dessus de la pointe avant. Au sortir du secteur S3 ($t = 20$ ms), le front de

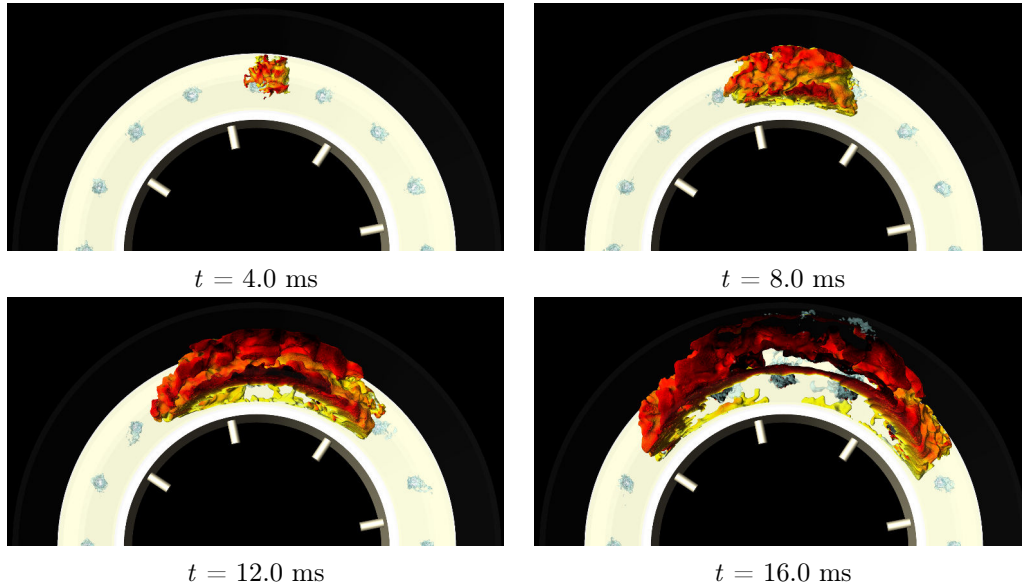


FIGURE 4.6 – Quatre instants successifs montrant la progression de la flamme (mise en évidence au moyen d’une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$). La figure donne la position de flamme au moyen d’une vue de dessus.

flamme se trouve contre le tube intérieur. A l’approche du secteur S4, la flamme est ralentie du côté du tube intérieur ($t = 23$ ms) alors que son avancement est favorisé par l’écoulement en rotation issu de l’injecteur swirlé, ce qui permet un changement de trajectoire de la pointe avant ($t = 26$ ms). Finalement, la flamme reste le long du tube extérieur ($t = 29$ ms) jusqu’à la fusion des deux fronts au niveau du secteur S8.

En terme de hauteur de la pointe avant (position projetée sur l’axe x , voir Fig. 4.5b), celle-ci a tendance à croître lorsque la flamme se propage dans le premier quart de chaque demi-chambre. Cela est dû notamment à la progression de la forme en arche et à l’effet “bombe” mentionné plus haut, qui entraîne le front de réaction vers l’avant, comme illustré à la figure 4.8. Puis, lorsque l’arche atteint la sortie, le front de flamme s’incline et la pointe avant se situe alors vers le fond de chambre, entre $x = 0.005$ m et $x = 0.015$ m, ce qui représente une hauteur de la pointe avant comprise entre 2.5% et 7.5% de la hauteur de chambre totale. Cela est notamment dû à l’aérodynamique induite par les écoulements swirlés issus de chaque injecteur, qui donne une impulsion à la flamme lorsqu’elle arrive au niveau de la zone de recirculation située au voisinage du fond de chambre. L’inclinaison des fronts est caractérisée en terme de différence d’angle azimutal entre la pointe avant et le bord arrière de chaque front de flamme (notée respectivement $\Delta\theta-$ pour la demi-chambre H- et $\Delta\theta+$ pour la demi-chambre H+). Celle-ci est définie comme l’angle formé entre la droite passant par le point $(0,0,0)$ (centre de la chambre situé sur le plan (Oyz)) et la pointe avant

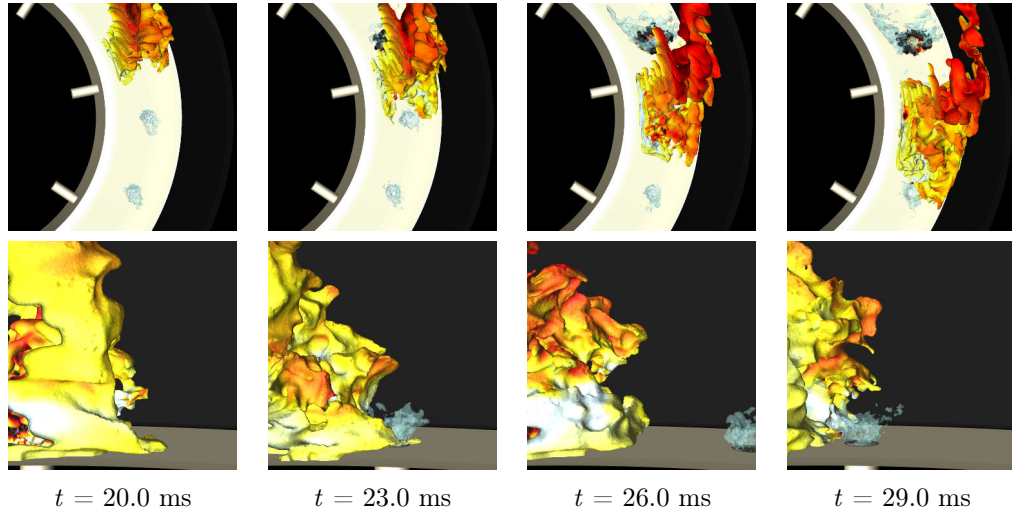


FIGURE 4.7 – Quatre instants successifs montrant la progression de la flamme (mise en évidence au moyen d'une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$) en vue de dessus et latérale entre les secteurs S3 et S5.

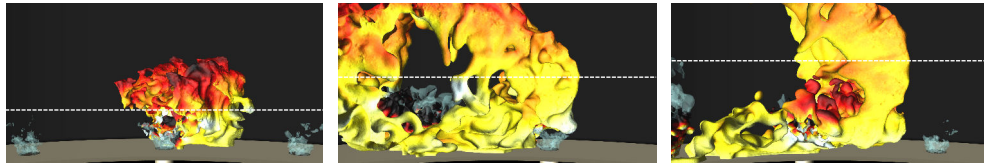


FIGURE 4.8 – Vue latérale de trois instants successifs ($t = 5$ ms, $t = 8$ ms et $t = 11$ ms) de la pointe avant du front de flamme de la demi-chambre $H+$. Les traits discontinus blancs repèrent la position sur l'axe d'injection x de la pointe avant.

projetée sur ce même plan suivant l'axe x , et la droite passant par le point $(0,0,0)$ et la projection suivant l'axe x du bord arrière sur le plan (Oyz) . Un schéma de principe est disponible à la Fig. 4.9.

Les inclinaisons $\Delta\theta-$ et $\Delta\theta+$ sont respectivement caractérisées à la Fig. 4.10 (voir Fig. A.7 en Annexe A pour le deuxième cas simulé). Sur cette figure, la différence d'angle azimutal est représentée en fonction du temps.

Cette quantité permet de segmenter la phase (III) de l'allumage en 3 sous-phases distinctes, décrites ci-dessous :

- (III)a Sitôt que l'arche a atteint la sortie de la chambre annulaire (fin de la phase (II)), les deux fronts de flamme, alors inclinés, se redressent (d'où une chute brutale de l'inclinaison entre $t \simeq 15$ ms et $t \simeq 20$ ms) ;
- (III)b Les fronts se propagent d'injecteur en injecteur en s'inclinant progressivement. En moyenne, la différence d'angle azimutal $\Delta\theta-$, mise en avant par des traits discontinus, augmente entre $t \simeq 20$ ms et $t \simeq 40$ ms (et identiquement pour $\Delta\theta+$) ;
- (III)c L'inclinaison des deux fronts chute brutalement à partir de $t \simeq 40$ ms.

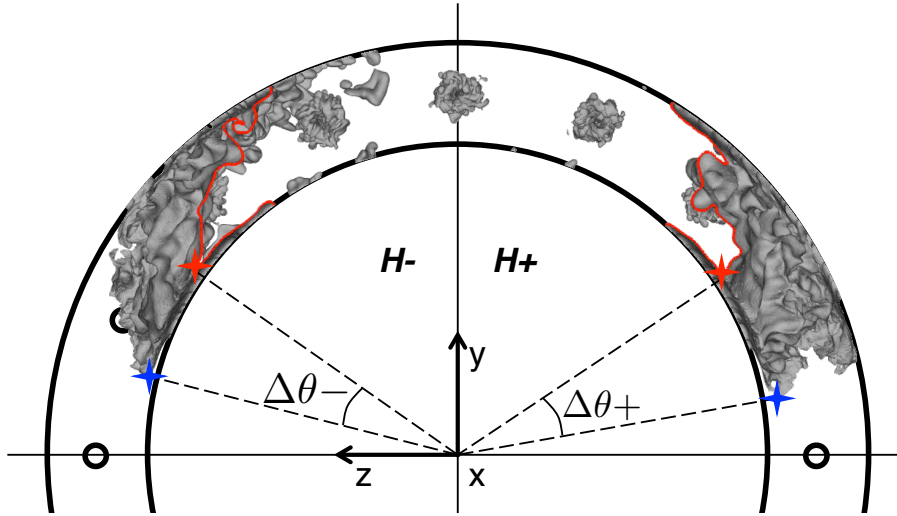


FIGURE 4.9 – Schéma en vue de dessus de la chambre annulaire MICCA. L'isosurface grise correspond à la flamme. $\Delta\theta-$ et $\Delta\theta+$ définissent la différence d'angle azimutal entre le leading point (étoile bleue) et le trailing point (étoile rouge) pour respectivement la demi-chambre H- et la demi-chambre H+.

Cela marque une interaction forte entre les deux fronts avant la fusion des fronts, qui n'intervient qu'à $t \simeq 50$ ms (et constitue le début de la phase (IV)).

Ces trois sous-phases seront davantage documentées dans la suite de ce chapitre.

4.2.3 Vitesse du front de flamme et de l'écoulement

A l'instar de la position en trois dimensions de la pointe avant et du bord arrière du front de flamme, il est intéressant d'étudier leur vitesse, en particulier pour la pointe avant qui constitue le point d'interaction privilégié de la flamme avec l'écoulement swirlé. La vitesse de l'écoulement à ce même point apporte également une information complémentaire sur la dynamique générée par le passage de la flamme. La figure 4.11 expose les définitions choisies pour l'orientation des angles et des vecteurs vitesse utilisés. Les angles $\theta-$ et $\theta+$ sont orientés du secteur d'allumage S0 au secteur de fusion des fronts S8 pour chacune des demi-chambre, prenant ainsi des valeurs de 0 à π radian. La définition de ces angles est ainsi commune aux deux côtés et peut-être définie ainsi :

$$\theta = \begin{cases} \arctan \left| \frac{z}{y} \right|, & \text{si } y > 0. \\ \arctan \left| \frac{y}{z} \right| + \frac{\pi}{2}, & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.4)$$

Les vitesses azimutales $v_{\theta-}$ et $v_{\theta+}$ pour chaque demi-chambre sont ensuite

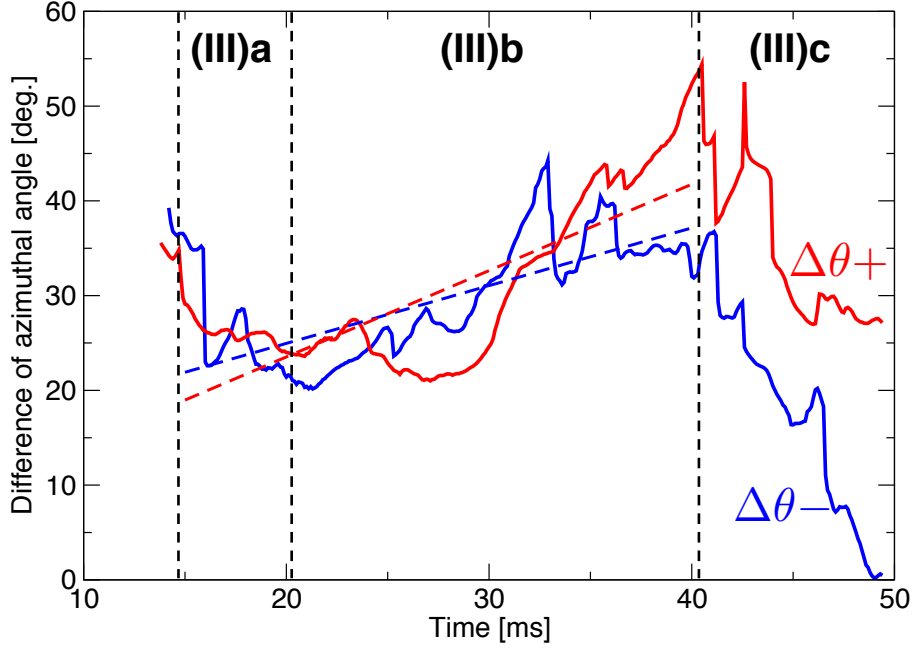


FIGURE 4.10 – Différence d'angle azimuthal entre la pointe avant et le bord arrière du front de flamme pour respectivement les demi-chambres H- ($\Delta\theta-$, trait continu bleu) et H+ ($\Delta\theta+$, trait continu rouge). Les traits discontinus de même couleur représentent la moyenne de ces quantités sur l'intervalle de temps (en millisecondes) $t \in [15; 40]$. Les traits discontinus noirs verticaux délimitent 3 sous-phases à la phase (III), notées respectivement (III)a, (III)b et (III)c.

calculées comme suit :

$$\begin{cases} v_{\theta-} = -v_y \sin \theta + v_z \cos \theta \\ v_{\theta+} = -v_y \sin \theta - v_z \cos \theta \end{cases} \quad (4.5)$$

où v_y et v_z sont les vitesses projetées sur les axes y et z .

Il est important de noter que ces expressions définissent uniquement l'orientation des angles et vecteurs vitesse dans la chambre. Elles peuvent donc être utilisées pour déterminer les vitesses azimuthales de l'écoulement (notées $v_{\theta-}^{flow}$ et $v_{\theta+}^{flow}$) et également pour les vitesses azimuthales de la pointe avant (notées $v_{\theta-}^{lp}$ et $v_{\theta+}^{lp}$).

Dans le premier cas, les vitesses azimuthales de l'écoulement peuvent être directement obtenues à partir des données de la simulation numérique (v_y^{flow} et v_z^{flow} sont obtenues en projetant le champ de vitesse de l'écoulement sur les axes y et z).

Pour obtenir les vitesses azimuthales du front de flamme, les vitesses v_y^{lp} et v_z^{lp} sont déterminées à partir des positions y et z de la pointe avant qui sont dérivées

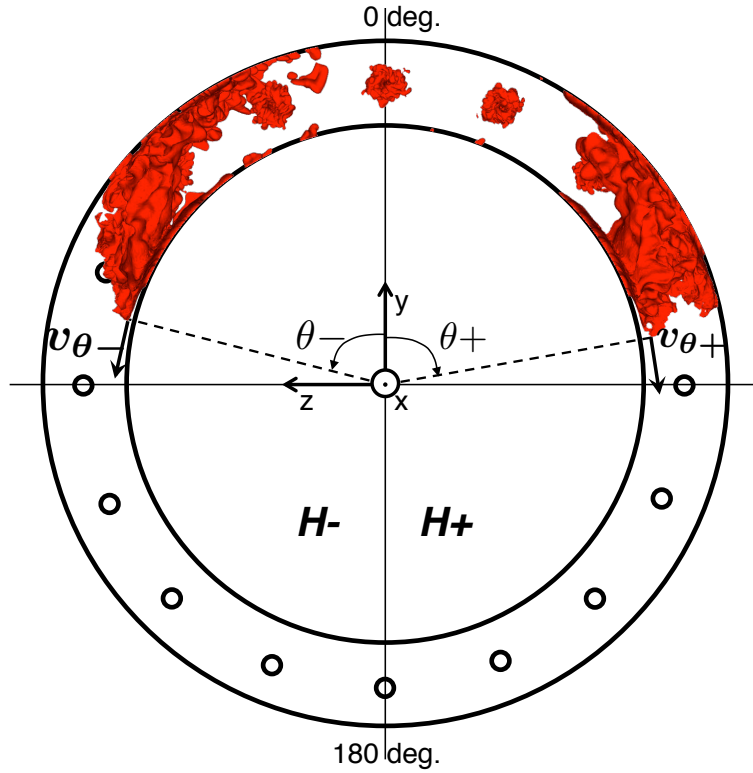


FIGURE 4.11 – Schéma en vue de dessus de la chambre annulaire MICCA. L'isosurface rouge correspond à la flamme. Les traits discontinus relient la pointe avant au centre de la chambre qui est confondu avec l'origine du repère (xyz) et permettent la caractérisation d'un angle $(\theta-$ et $\theta+$ dont l'orientation pour chaque demi-chambre est donnée par la flèche arrondie). Les vecteurs vitesse $v_{\theta-}$ et $v_{\theta+}$ sont symbolisés par les flèches noires dont l'origine est la pointe avant.

par rapport au temps par une méthode de différence finie centrée :

$$\begin{cases} v_y^{lp} = \frac{dy}{dt} \\ v_z^{lp} = \frac{dz}{dt} \end{cases} \quad (4.6)$$

Les figures 4.12a-b présentent la vitesse de la pointe avant et celle de l'écoulement au même point pour respectivement les demi-chambres H- et H+ (les mêmes quantités sont tracées en Annexe A aux Figs. A.8a-b pour la deuxième simulation numérique). Il est à noter que le *leading point* ne représente pas un point matériel suivi au cours du temps, comme dans une description lagrangienne. Avec la définition donnée en section 4.2.2, il peut être sujet à des "sauts" de positions (caractérisés par des variations en forme de créneaux de la courbe bleue à la Fig. 4.5a), ce qui induit par suite des variations non-physiques des quantités v_y^{lp} et v_z^{lp} . La vitesse azimutale qui en résulte peut alors montrer des variations brutales (pics entre $t \simeq 30$ ms et $t \simeq 40$ ms aux Figs. 4.12a-b) qui ne

représentent aucune fluctuation physique et qu'il convient de ne pas considérer dans l'analyse qui va suivre.

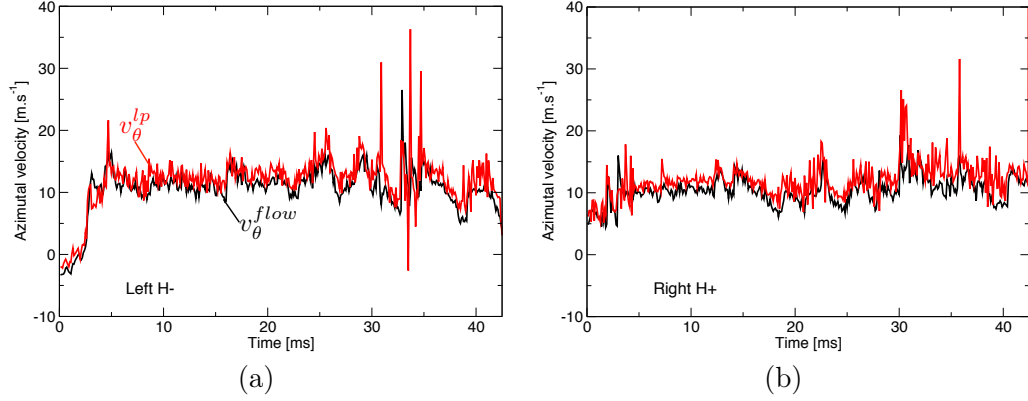


FIGURE 4.12 – Vitesse azimutale de la pointe avant (v_{θ}^{lp} , en rouge) et de l'écoulement au même point (v_{θ}^{flow} , en noir) : (a) pour la demi-chambre H-; (b) pour la demi-chambre H+.

La première observation concernant la vitesse azimutale de la pointe avant est qu'elle est du même ordre de grandeur pour chaque demi-chambre. Sur la phase (III) de l'allumage (soit entre $t = 15$ ms et $t = 45$ ms), la pointe avant se déplace à $v_{\theta}^{lp} \simeq 12$ m.s⁻¹, ce qui coïncide avec la vitesse observée avec la méthode utilisée au chapitre 3 consistant à repérer le maximum de dégagement de chaleur par secteur afin d'identifier le passage de la flamme sur chaque injecteur. Il est d'ailleurs à noter que la pointe avant ne semble pas sensible aux trois sous-phases décrites à la Fig. 4.10 puisque sa vitesse n'est pas altérée au cours des phases (II) et (III). Cela implique que c'est le bord arrière qui induit cette variation de différence azimutale observée. La vitesse azimutale de l'écoulement à la pointe avant suit les mêmes fluctuations et est très proche de v_{θ}^{lp} , ce qui conduit à penser que la flamme est portée par l'écoulement gazeux. Des vues complémentaires de la composante azimutale de l'écoulement au niveau de la pointe avant (pour le front de la demi-chambre H-, des résultats similaires ont été obtenus pour l'autre demi-chambre) sont disponibles à la Fig. 4.14. Les coupes axiale et cylindrique sur lesquelles est projetée la vitesse azimutale sont schématisées à la Fig. 4.13.

Les mêmes définitions d'orientation et d'angle que précédemment sont utilisées (voir Fig. 4.11). Le bleu correspond à une vitesse azimutale de -10 m.s⁻¹, le rouge correspond à une vitesse azimutale de +10 m.s⁻¹. Le front de flamme est symbolisé par un isocontour de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$. Les figures de gauche ((a), (c) et (e)) représentent le champ de vitesse azimutale projeté sur le plan situé à la hauteur de la pointe avant pour chaque instant (respectivement $t = 20$ ms, $t = 30$ ms et $t = 40$ ms). Les figures de droite ((b), (d) et (f)) représentent le même champ projeté sur le cylindre centré sur le milieu de la

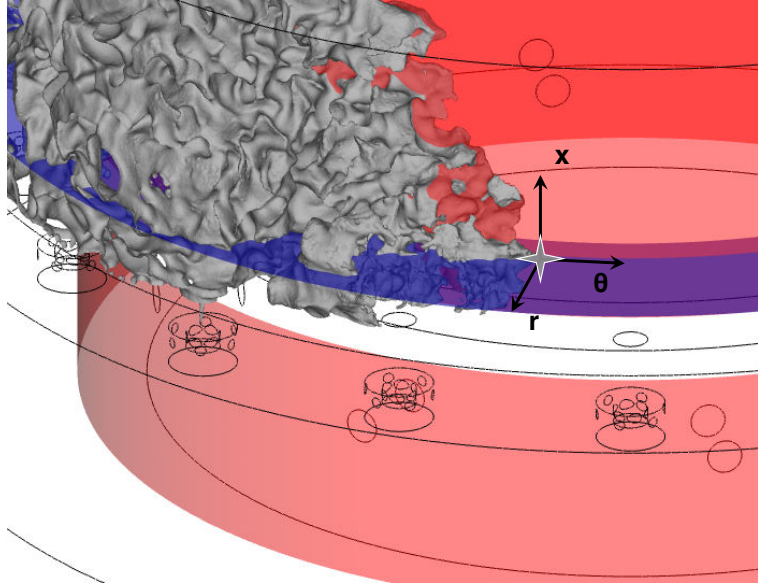


FIGURE 4.13 – Schéma des coupes axiale (en bleu) et cylindrique (en rouge) réalisées à la pointe avant (symbolisée par une étoile grise) sur lesquelles est projetée la vitesse azimutale (voir Fig. 4.14).

chambre (point $(0,0,0)$) et passant par la pointe avant. Au niveau de la pointe avant, une zone de vitesse azimutale positive (en rouge) est clairement identifiable, ce qui montre que l'écoulement progresse dans le sens de déplacement de la flamme. Cela confirme le tracé des vitesses azimutales de l'écoulement et de la flamme à la Fig. 4.12. Concernant les zones de vitesse allant dans le sens contraire du déplacement de la flamme (en bleu), ce comportement de l'écoulement est davantage discuté dans la section 4.3.2.

Les définitions caractéristiques de vitesse de flamme données en introduction générale de ce manuscrit lient la vitesse de l'écoulement (notée \mathbf{v}) à la vitesse absolue de propagation de la flamme (notée \mathbf{w}). Au point particulier du *leading point*, en projetant l'équation 9 de l'introduction générale de ce manuscrit sur le vecteur unitaire azimutal \mathbf{e}_θ , il vient :

$$S_d = v_\theta^{lp} - v_\theta^{flow} \quad (4.7)$$

où S_d représente la vitesse dite de *déplacement*, qui quantifie le mouvement de la pointe avant par rapport à l'écoulement. Cette quantité est tracée à la Fig. 4.15 (et en Annexe A à la Fig. A.9 pour le deuxième point de fonctionnement simulé).

Les figures de gauche représentent la vitesse de déplacement pour les demi-chambres H- (4.15a) et H+ (4.15c); les figures de droite représentent la densité de probabilité de ces mêmes quantités (4.15b pour H- et 4.15d pour H+). La vitesse de déplacement pour les demi-chambres H- et H+ oscille entre $S_d \simeq 1.0 \text{ m.s}^{-1}$ et $S_d \simeq 1.5 \text{ m.s}^{-1}$. En d'autres termes, la flamme a une vi-

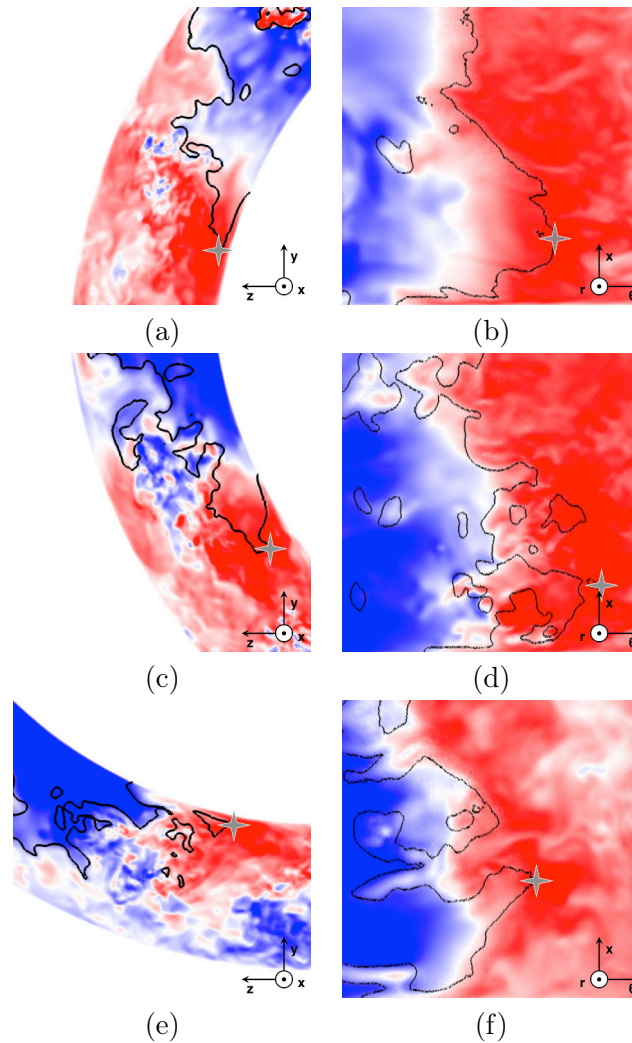


FIGURE 4.14 – Champ de vitesse azimutale (bleu : -10 m.s^{-1} , rouge : $+10 \text{ m.s}^{-1}$) projeté sur respectivement le plan correspondant à la hauteur de la pointe avant (symbolisée par une étoile grise) pour trois instants ((a) $t = 20 \text{ ms}$, (c) $t = 30 \text{ ms}$ et (e) $t = 40 \text{ ms}$) et sur la coupe cylindrique passant par la pointe avant pour chaque instant ((b) $t = 20 \text{ ms}$, (d) $t = 30 \text{ ms}$ et (f) $t = 40 \text{ ms}$).

tesse environ 10 % supérieure à celle du fluide, ce qui confirme la caractère hautement porteur de l'écoulement pour la pointe avant. Il est à noter que v_{θ}^{lp} et S_d sont deux quantités définies localement, et dépendent de l'isosurface choisie pour la variable de progrès \tilde{c} ; l'isosurface $\tilde{c} = 0.9$ a été choisie pour la représentation proposée à la Fig. 4.15. Néanmoins la formulation dynamique de la taille du filtre dans le modèle F-TACLES permet *a priori* de conserver la même épaisseur de flamme pendant tout le processus d'allumage circulaire (voir chapitre 2). Cela implique donc que, en un point considéré (la pointe avant

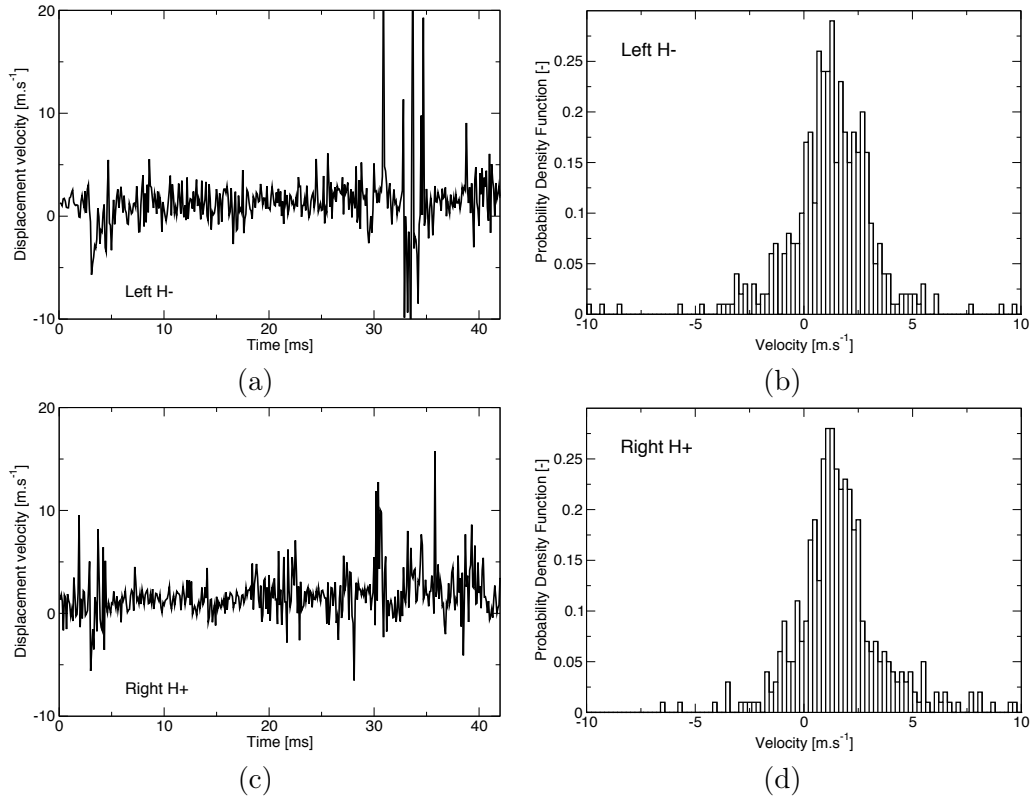


FIGURE 4.15 – A gauche : vitesse azimutale de déplacement S_d au leading point (Eq. 4.7) (a) pour la demi-chambre H- et (c) pour la demi-chambre H+ ; à droite : densité de probabilité de la vitesse de déplacement au leading point (b) pour la demi-chambre H- et (d) pour la demi-chambre H+.

dans le cas présent), et dans une direction donnée (e_θ ici), l'ensemble des isosurfaces composant l'épaisseur du front de flamme se déplace à la même vitesse absolue. Concernant la vitesse de l'écoulement, l'expansion thermique à travers la flamme accélère fortement les gaz. Il existe donc, en un point considéré et dans une direction donnée, une différence entre la vitesse de l'écoulement pour chaque isosurface \tilde{c} . Cela est illustré à la Fig. 4.16.

Les trois courbes représentent la vitesse azimutale de l'écoulement à la pointe avant sur l'ensemble du processus d'allumage pour 3 isosurfaces différentes : $\tilde{c} = 0.1$ (courbe bleue), $\tilde{c} = 0.5$ (courbe rouge) et $\tilde{c} = 0.9$ (courbe noire). De façon générale, les niveaux de vitesse sont équivalents pour les 3 cas, bien que quelque disparités soient observées. L'équation 4.7 et les présentes observations confirment le caractère local de la vitesse de déplacement S_d , qui peut varier aussi bien sur une isosurface donnée qu'à travers les différentes isosurfaces qui composent la flamme. Ces notions de vitesse seront davantage approfondies dans le chapitre 5 qui propose des investigations plus détaillées des vitesses caractéristiques de flamme au travers de bilans macroscopiques. Ces observations,

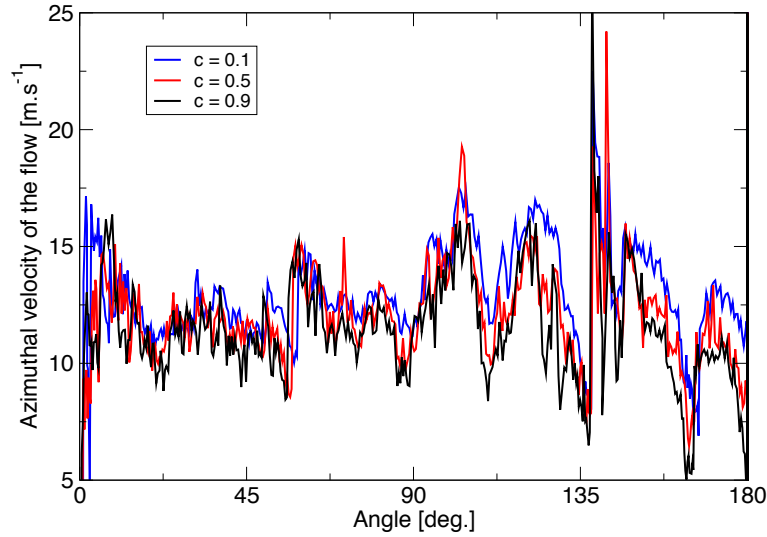


FIGURE 4.16 – Evolution de la vitesse azimutale de l'écoulement au leading point de la demi-chambre H- pour 3 isosurfaces (bleu : $\tilde{c} = 0.1$; rouge : $\tilde{c} = 0.5$; noir : $\tilde{c} = 0.9$) en fonction de la position du leading point repérée par l'angle azimutal θ – (défini à la Fig. 4.11).

qui concernent uniquement la pointe avant du front de flamme, seront davantage développés dans la section 4.3 qui traite de la dynamique plus générale de l'écoulement gazeux dans la chambre lors de l'allumage circulaire.

4.3 Expansion volumétrique des gaz brûlés

Comme mentionné précédemment dans la section 4.2, la vitesse de propagation de la pointe avant semble largement pilotée par la vitesse de l'écoulement, qui tend à propulser la flamme à une vitesse bien supérieure à la vitesse de flamme turbulente. Cette section quantifie ces effets dynamiques d'expansion des gaz lors du processus d'allumage circulaire, notamment à travers l'analyse détaillée de champs de vitesse axial et azimutal de l'écoulement dans l'espace annulaire. Les définitions utilisées dans cette section sont données à la Fig. 4.17. Afin de représenter les champs de vitesse sur une surface pertinente, le domaine de calcul a été coupé en forme de cylindre au niveau du rayon moyen entre les deux parois cylindriques intérieure et extérieure, soit $R_{cyl} = 0.175$ m, sur une hauteur de $h_{cyl} = 0.18$ m (entre la sortie des injecteurs à $x = 0$ m et $x = 0.18$ m). Cette surface a ensuite été développée (figure de droite de la Fig. 4.17). Les traits discontinus noirs représentent la position de l'injecteur du secteur d'allumage S0; les traits discontinus blancs symbolisent l'injecteur du secteur S8. Cette représentation est particulièrement pertinente car elle permet de constater le déploiement de la flamme pour chaque demi-chambre, depuis la sphère de gaz chauds d'allumage jusqu'à la fusion des fronts, et d'observer les

champs de vitesse axiale et azimutale projetés sur la surface développée.

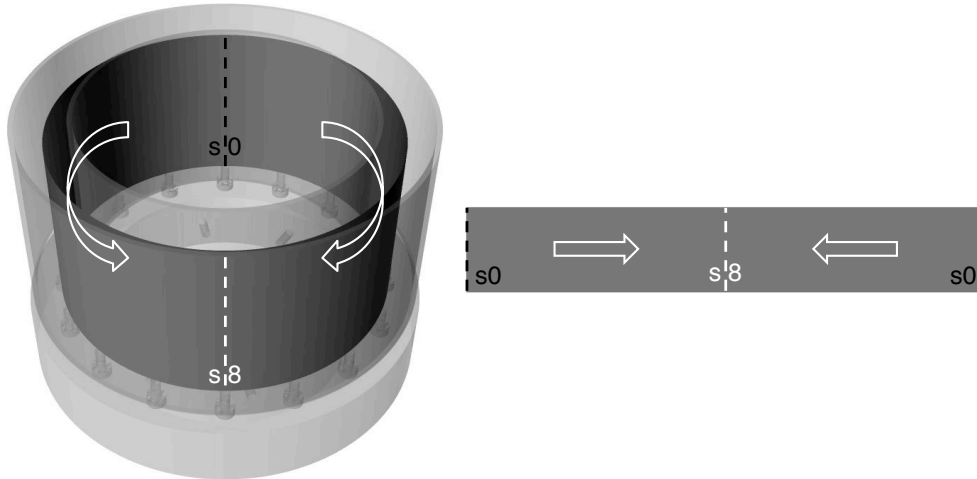


FIGURE 4.17 – *A gauche : vue en trois dimensions du domaine de calcul ; la surface de couleur grise est une coupe cylindrique de rayon $R_{cyl} = (R_{ext} + R_{in})/2 = 0.175$ m et de hauteur $h = 0.18$ m. A droite : le même cylindre, développé. Les traits discontinus de couleurs noire et blanche représentent respectivement les injecteurs des secteurs $S0$ et $S8$; les flèches blanches donnent le trajet des flammes.*

4.3.1 Champ de vitesse axiale

La figure 4.18 donne le champ de vitesse de l'écoulement projeté sur l'axe d'injection x et représenté sur la coupe cylindrique montrée à la Fig. 4.17 pour six instants successifs de l'allumage circulaire. Le rouge indique les zones de vitesse axiale positive ; le bleu des zones de vitesse négative. Le blanc symbolise la vitesse axiale nulle. La flamme est mise en évidence au moyen d'une isoligne noire correspondant à une variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$. Une représentation identique pour le point de fonctionnement #3 simulé est disponible en Annexe A à la Fig. A.10.

La figure 4.19 montre une vue isométrique de la chambre MICCA avec la même coupe cylindrique, mais non développée. La flamme est représentée avec une iso-surface de $\tilde{c} = 0.9$ colorée en gris transparent. Les vecteurs noirs correspondent au champ de vitesse de l'écoulement U ; il est à noter que l'intensité de la vitesse varie avec la longueur du vecteur.

Au début de l'allumage circulaire, avant même que la sphère initiale de gaz chauds soit déposée ($t = 0$ ms Fig. 4.18a), le champ de vitesse axiale montre des valeurs négatives au centre du tourbillonneur, témoin de la zone de recirculation interne due à l'injection tangentielle de l'écoulement de gaz frais. A la périphérie de cette zone, une vitesse axiale positive est observée, siège du passage de l'écoulement qui entre dans la chambre de combustion. Dans la zone inter-injecteur, une vitesse axiale négative est observée (cependant moins intense

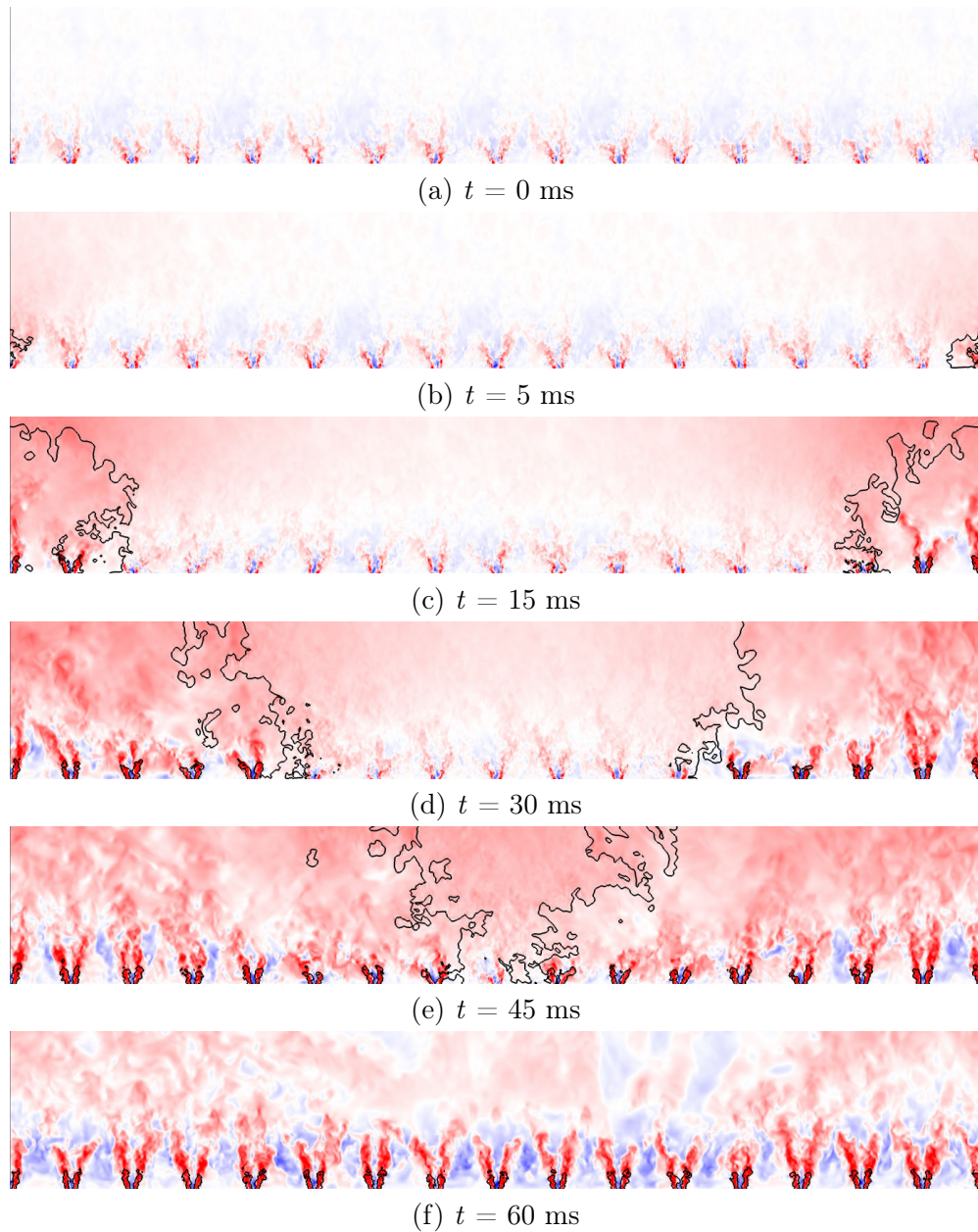


FIGURE 4.18 – Coupe cylindrique (voir Fig. 4.17) de la chambre MICCA colorée par la vitesse axiale u_x (bleu : -30 m.s^{-1} ; blanc : nulle ; rouge : $+30 \text{ m.s}^{-1}$). L'isoligne noire représente la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$.

que la zone de recirculation interne), qui correspond à la zone de recirculation externe. Cette zone est présente jusqu'à environ $x = 0.09$ m, soit la moitié de la hauteur de contrôle totale.

A la suite de l'allumage du mélange gazeux, la flamme s'étend rapidement

($t = 5$ ms Figs. 4.18b & 4.19a) et une zone de vitesse axiale positive commence à apparaître directement au dessus de la flamme. Dans le reste du domaine, cet effet n'est pas observé. Au fur et à mesure que les deux fronts avancent (Figs. 4.18c-d & 4.19b-c), les injecteurs sont allumés les uns après les autres. L'écoulement accélère fortement à travers la flamme dû à la conservation de la masse (la masse volumique chute à travers le front de réaction, ce qui induit une augmentation de la vitesse axiale). Il est à noter que la forme des jets swirlés n'est plus aussi symétrique qu'avant l'initiation de la combustion, ce qui semble indiquer qu'ils subissent une perturbation latérale, qui sera davantage discutée dans la sous-section 4.3.2. Devant les deux fronts, les gaz frais subissent également une accélération, ce qui semble indiquer que les flammes génèrent un effet de chasse des gaz frais. La zone de recirculation interne des jets issus des tourbillonneurs se voit également réduite. Ce constat est encore plus marqué juste avant la fusion des fronts ($t = 45$ ms Figs. 4.18e & 4.19d), où les gaz frais sont fortement chassés hors de la chambre. Une fois l'état stationnaire atteint (Fig. 4.18f), seules les fortes vitesses axiales dues à la combustion établie sur chaque injecteur subsistent. Il est à noter que les zones de recirculation externes montrent des vitesses négatives d'intensité supérieure à celles trouvées dans l'écoulement à froid.

4.3.2 Champ de vitesse azimutale

La figure 4.20 montre le champ de vitesse azimutale de l'écoulement représenté sur la coupe cylindrique présentée à la Fig. 4.17. Afin d'observer une continuité dans le champ projeté sur la surface développée, les définitions utilisées en section 4.2.3 ne sont pas adaptées (puisque chaque demi-chambre dispose de sa propre orientation, anti-horaire pour H- et horaire pour H+). Une orientation commune aux deux demi-chambres a donc été choisie, qui correspond au sens anti-horaire dans le cas présent (dans le sens $\theta-$ de la Fig. 4.11). Le rouge indique les zones de vitesse azimutale positive ; et inversement pour le bleu. Le blanc symbolise la vitesse azimutale nulle. La flamme est symbolisée par un isocontour noir de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$. Une représentation identique pour le point de fonctionnement #3 simulé est disponible en Annexe A à la Fig. A.11.

Dans les premiers instants d'expansion de la flamme ($t = 5$ ms et $t = 15$ ms, Fig. 4.20b-c), le champ fluide dans les gaz frais est propulsée dans le sens de déplacement de chaque front, ce qui induit un mouvement contraire de gaz frais au niveau du secteur S8 (voir Fig. 4.21), qui crée une composante axiale de vitesse (voir section 4.3.1).

Au fur et à mesure de la progression des deux fronts dans l'espace annulaire ($t = 30$ ms et $t = 45$ ms Fig. 4.20d-e), le même comportement continue d'être observé du côté des gaz frais. D'autre part, de fortes survitesses allant dans le sens inverse du déplacement de la flamme apparaissent du côté des gaz brûlés. Cela explique notamment la translation azimutale des vitesses qui était obser-

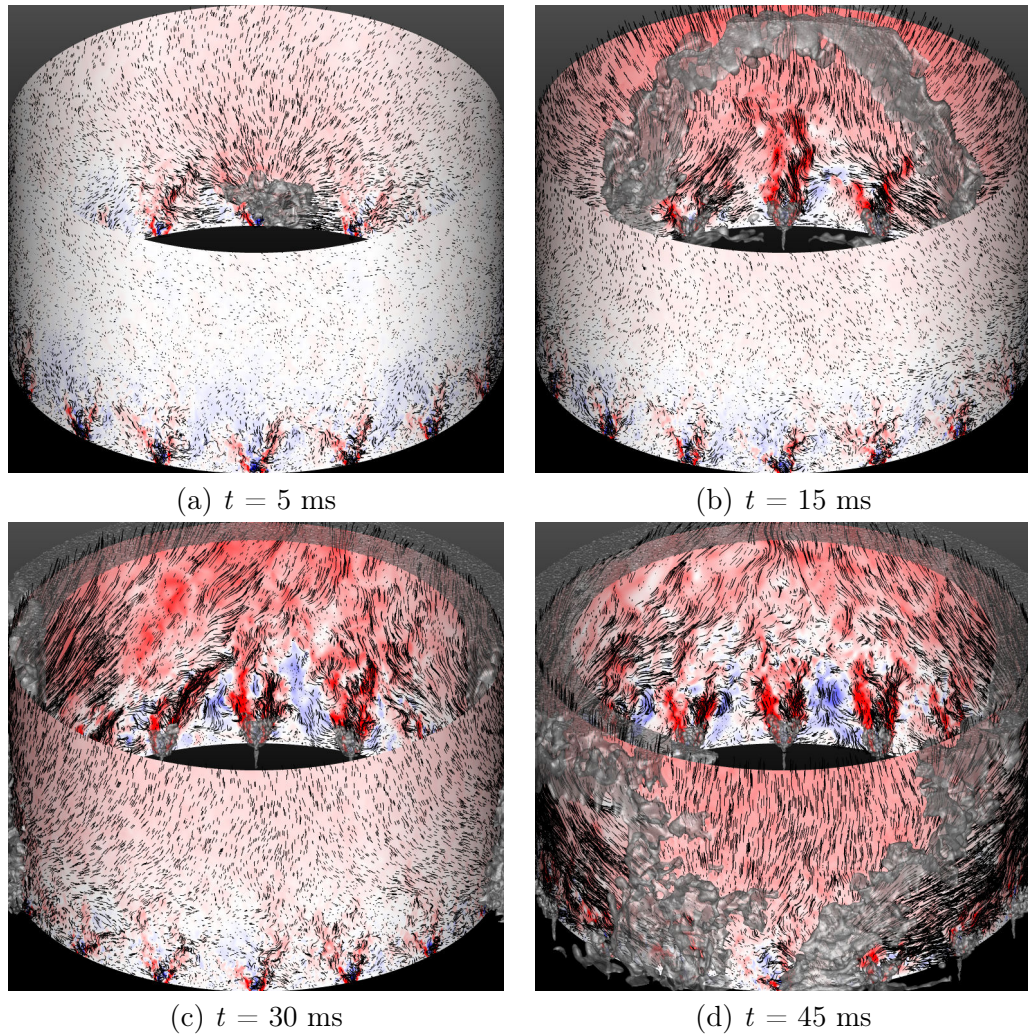


FIGURE 4.19 – Vue isométrique de la chambre MICCA. La coupe cylindrique est effectuée selon la méthode expliqué à la Fig. 4.17, et colorée par le champ de vitesse axiale comme pour la Fig. 4.18. La flamme est représentée par une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$ et colorée en gris transparent. Les vecteurs noirs symbolisent l'orientation du champ de vitesse U de l'écoulement gazeux.

vée sur les jets swirlés allumés (voir Fig. 4.18d-e). Le même comportement de mouvement fluide contraire est observé pour les gaz brûlés (voir Fig. 4.21). Afin de compléter cette analyse, une vue de dessus du champ de vitesse azimutale est disponible à la Fig. 4.22, pour l'instant $t = 30$ ms de l'allumage circulaire. Trois hauteurs ((a) $x = 0.045$ m, (c) $x = 0.09$ m et (e) $x = 0.135$ m) sont présentées. Les mêmes échelle et palette de couleurs que pour la Fig. 4.20 sont utilisées. Les traits discontinus correspondent au profil de vitesse azimutale extrait pour chaque cas ((b) $x = 0.045$ m, (d) $x = 0.09$ m et (f) $x = 0.135$ m).

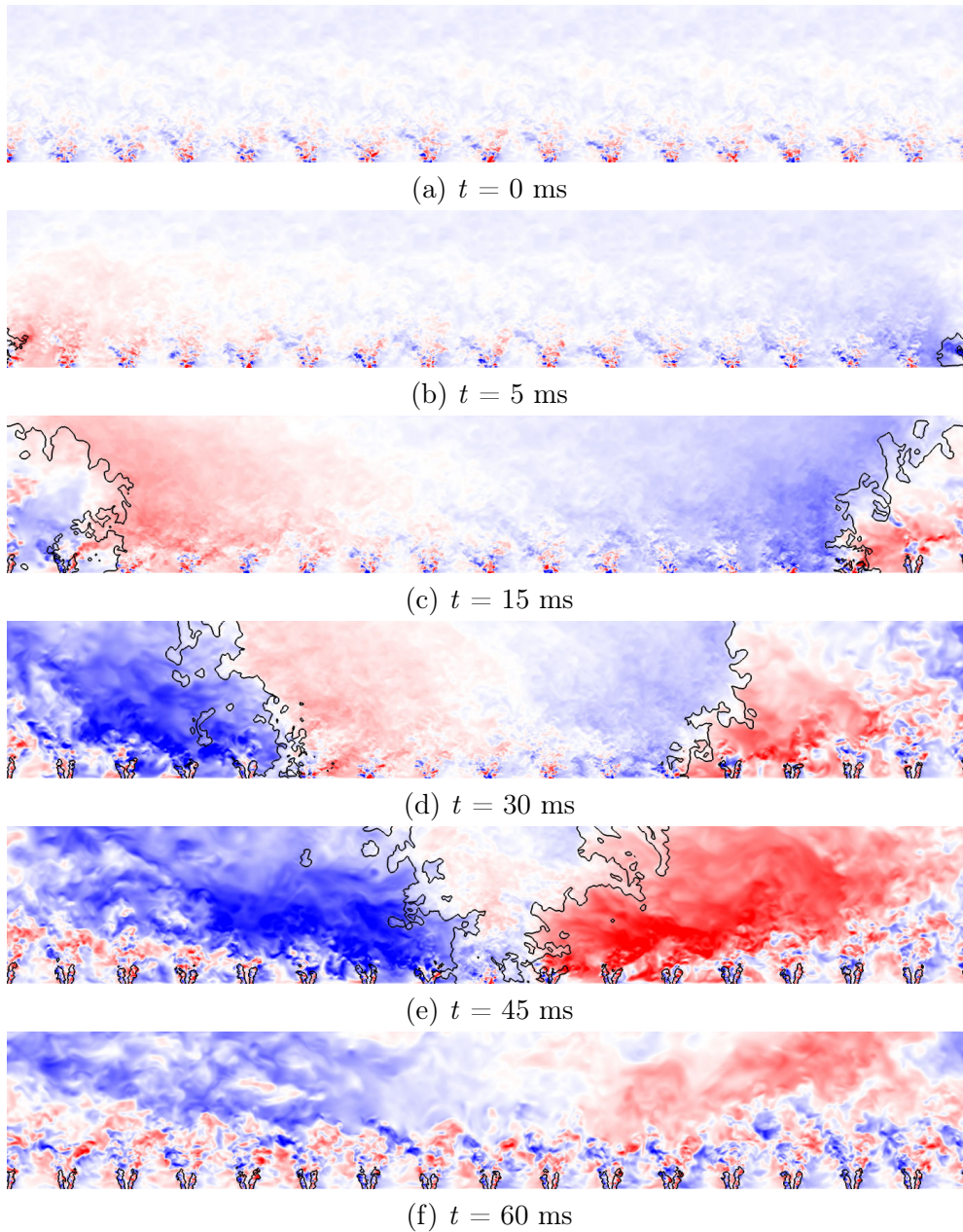


FIGURE 4.20 – Coupe cylindrique (voir Fig. 4.17) de la chambre MICCA colorée par la vitesse azimutale v_θ (bleu : -20 m.s^{-1} ; blanc : nulle; rouge : $+20 \text{ m.s}^{-1}$). L'isocontour noir représente la position de la flamme correspondant à une variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$.

Le profil obtenu à $x = 0.045$ m est le plus bruité, notamment dû au fait qu'il passe à travers les zones de recirculation des jets swirlés. Pour les trois hauteurs choisies, les profils montrent une symétrie entre la demi-chambre H- (entre 0 et



FIGURE 4.21 – *Champ de vitesse azimutale lors de l'allumage à $t = 30$ ms (voir Fig. 4.20d). Les traits discontinus schématisent le trajet des lignes de courant côté gaz frais (traits fins) et côté gaz brûlés (traits épais).*

180 deg.) et la demi-chambre H+ (entre 180 et 360 deg.). La forme des profils de vitesse azimutale est linéaire du côté des gaz frais, ce qui est caractéristique des écoulements générés par des flammes à contre-courant, et sera davantage développé au chapitre 5. Du côté des gaz brûlés, un comportement similaire n'est pas retrouvé quantitativement. En outre, la figure 4.20 montre que les brûleurs allumés perturbent la formation d'un contre-courant complet au niveau du secteur S0 (voir Fig. 4.17 pour la position du dit secteur sur la vue développée).

La vitesse azimutale et la variable de progrès sont moyennées sur les plans verticaux situés à +90 deg. (secteur S4, courbes rouges) et -90 deg. (secteur S-4, courbes bleues). Ces quantités sont tracées au cours du temps à la Fig. 4.23. La variable de progrès permet de connaître le moment de l'arrivée de la flamme au niveau des secteurs, ainsi que le temps de passage de l'intégralité de la flamme sur les secteurs, noté Δt et repéré par une zone grisée. Il est à noter que ces temps sont consistants avec ceux observés à la Fig. 3.11 du chapitre 3 (temps de passage de la flamme par secteur), soit de l'ordre de 20 ms.

Au début du processus d'allumage circulaire, la vitesse azimutale augmente progressivement, ce qui montre le mouvement généré au sein des gaz frais par l'avancée des fronts de réaction mentionné ci-avant et est consistant avec les profils de vitesse azimutale tracés à la Fig. 4.22. Puis, l'arrivée de la flamme sur le secteur considéré et l'expansion thermique associée induisent un saut de vitesse Δv (mis en évidence par les traits discontinus à la Fig. 4.22), qui augmentent de nouveau progressivement une fois la combustion établie dans toute la chambre annulaire.

Malgré les fortes variations de vitesses axiale et azimutale au cours du processus d'allumage circulaire (que ce soit du côté des gaz frais ou des gaz brûlés), la flamme conserve sa vitesse de propagation quasi-constante $S_a \simeq 12 \text{ m.s}^{-1}$. Dans les turbines à gaz, la présence (ou non) d'un convergent en sortie du tube à flamme peut contraindre la dynamique de l'écoulement gazeux, et ainsi avoir une rétroaction sur le processus d'allumage. Dans le cas présent, l'écoulement issue de la chambre rencontre un élargissement brusque en sortie, et la dynamique associée à cette singularité est discutée en section 4.4.

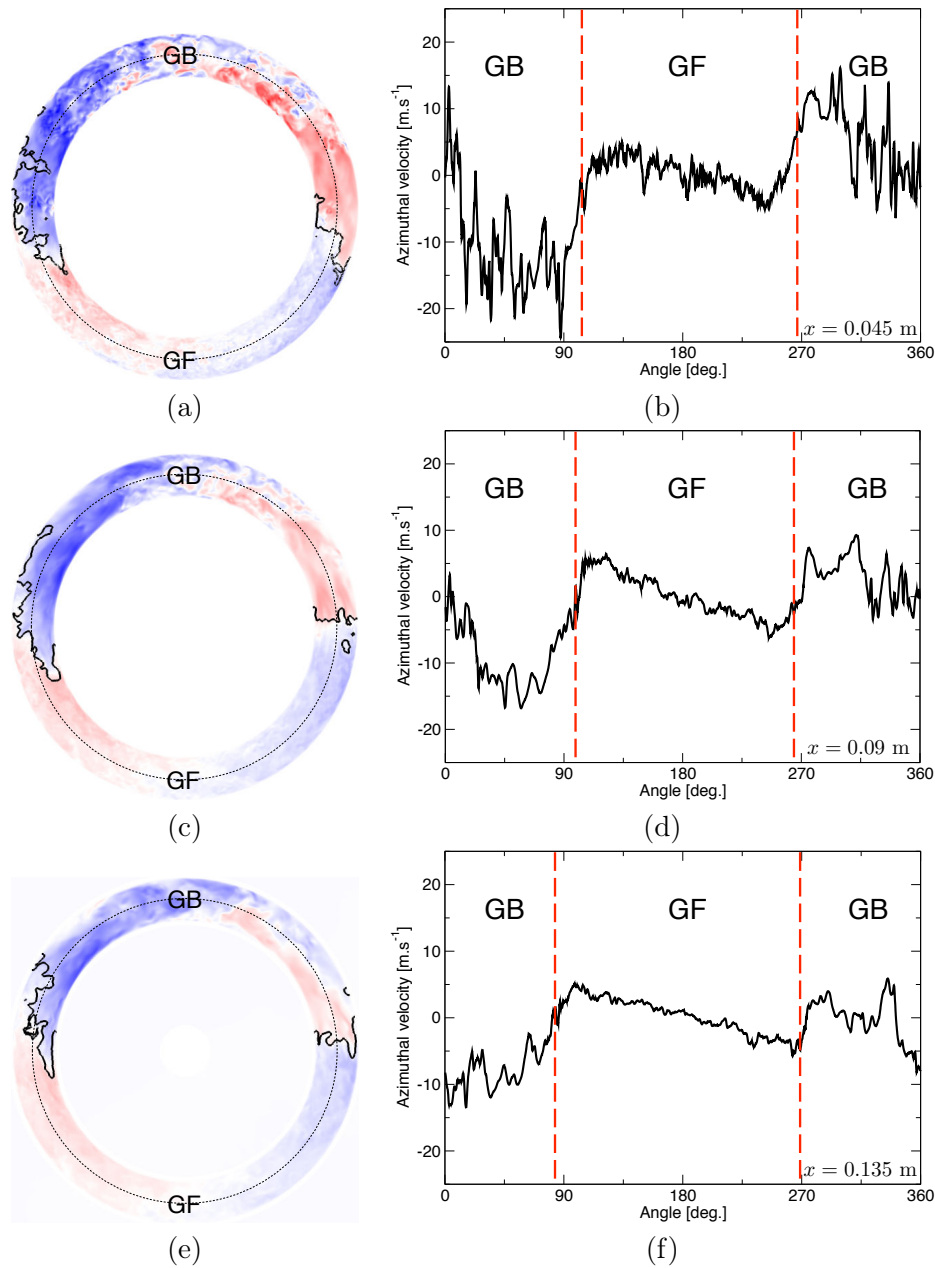


FIGURE 4.22 – Gauche : projection de la vitesse azimuthale sur une coupe en vue de dessus de la chambre annulaire à $t = 30$ ms à respectivement (a) $x = 0.045$ m, (c) $x = 0.09$ m et (e) $x = 0.135$ m (voir la légende de la Fig. 4.20 pour les significations des palettes de couleur utilisées). Droite : la courbe noire représente le profil de vitesse azimuthale extrait pour chaque hauteur au niveau des traits discontinus. Les traits discontinus rouges symbolisent la position du front de flamme. GF marque la position des gaz frais ; et identiquement pour GB et les gaz brûlés.

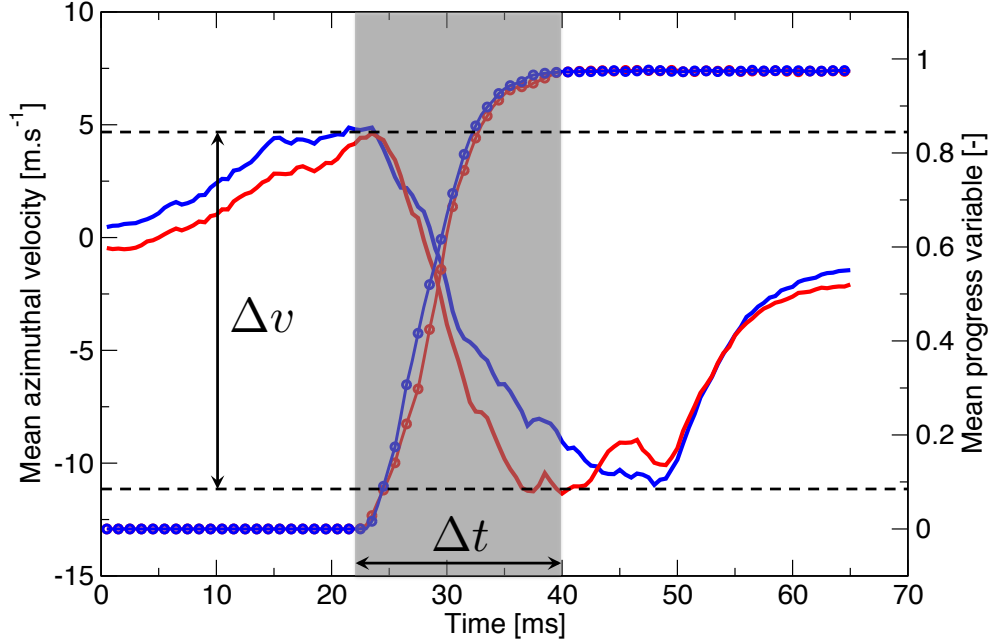


FIGURE 4.23 – Evolution de la vitesse azimuthale (traits continus) et de la variable de progrès (traits continus avec cercles) moyennées sur les plans situés à $+90$ degrés (secteur S_4 , rouge) -90 degrés (secteur S_{-4} , bleu). La zone grisée correspond au passage de la flamme (pendant un temps Δt). Les traits discontinus symbolisent le saut de vitesse moyenne Δv entre les gaz frais et les gaz brûlés.

4.4 Dynamique de l'écoulement en sortie de chambre annulaire

4.4.1 Evolution de la répartition des gaz en sortie

La figure 4.24 montre l'évolution de la surface couverte par les gaz frais (A_u^{out} , en bleu) et par les gaz brûlés (A_b^{out} , en rouge) au niveau du plan $x = 0.18$ m (voir Fig. A.12 en Annexe A pour le deuxième cas simulé). Ces quantités sont définies comme l'intégrale sur la surface de sortie A^{out} de la variable de progrès \tilde{c} pour les gaz brûlés (et de $(1 - \tilde{c})$ pour les gaz frais) :

$$A_b^{out} = \int_{A^{out}} \tilde{c} dA \quad (4.8)$$

$$A_u^{out} = \int_{A^{out}} (1 - \tilde{c}) dA \quad (4.9)$$

Au début de l'allumage (phases (I) et (II)), les gaz chauds n'ont pas encore atteint la sortie et il n'y a que des gaz frais en sortie de chambre. Puis, dès que l'arche atteint le plan de sortie (transition entre les phases (II) et (III)a), il est observé une chute (et respectivement augmentation) brutale de la surface couverte par les gaz frais (et respectivement brûlés). Puis, les proportions de gaz

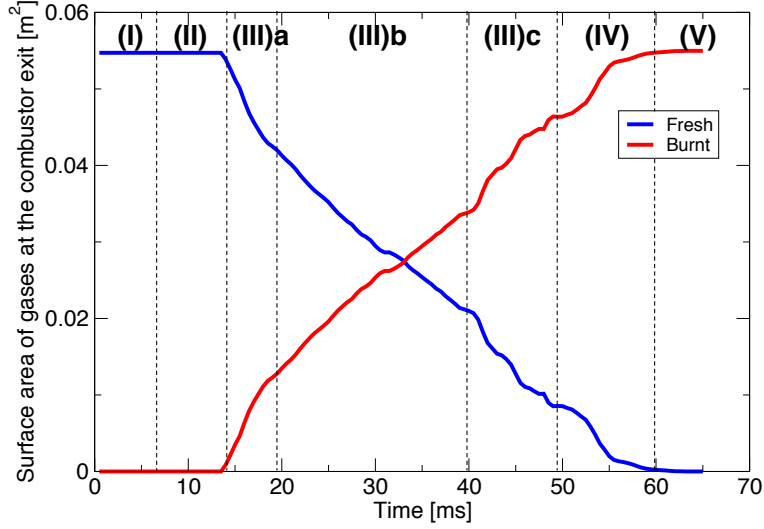


FIGURE 4.24 – Evolution de la surface couverte par respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18$ m). Les traits discontinus verticaux séparent l’allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du présent chapitre).

frais et brûlés se compensent mutuellement. Il est à noter que les deux courbes semblent suivre une évolution linéaire sur l’ensemble de la phase (III)b, ce qui montre l’avancée à vitesse quasi-constante du front de flamme au niveau du plan de sortie, à l’instar de la pointe avant. Puis, une légère cassure de pente est observée lors de la phase (III)c, ce qui témoigne de l’interaction à distance avant leur fusion (phase (IV)). L’état stationnaire est finalement atteint (phase (V)), et seuls les gaz brûlés subsistent en sortie de chambre annulaire.

Les débits de sortie de gaz frais (\dot{m}_u^{out} , en bleu), brûlés (\dot{m}_b^{out} , en rouge) et total (\dot{m}^{out} , en vert) sont représentés à la Fig. 4.25 (voir Fig. A.13 en Annexe A pour les données sur le deuxième calcul). Ils sont déterminés de la façon suivante :

$$\dot{m}_b^{out} = \int_{A^{out}} \rho u_x \tilde{c} dA \quad (4.10)$$

$$\dot{m}_u^{out} = \int_{A^{out}} \rho u_x (1 - \tilde{c}) dA \quad (4.11)$$

$$\dot{m}^{out} = \int_{A^{out}} \rho u_x dA = \dot{m}_b^{out} + \dot{m}_u^{out} \quad (4.12)$$

Dans les premiers instants (phases (I) et (II)), seuls des gaz frais sont éjectés en sortie, et ils représentent le débit total passant au travers du plan $x = 0.18$ m. Juste avant l’arrivée de l’arche en sortie de la chambre (transition entre les phases (II) et (III)a), un pic est observé, avec un débit de gaz frais atteignant une valeur maximale autour de 0.35 kg.s^{-1} . Puis, une fois que l’arche atteint la sortie (phase (III)a), un croissance rapide du débit de gaz brûlés est observée,

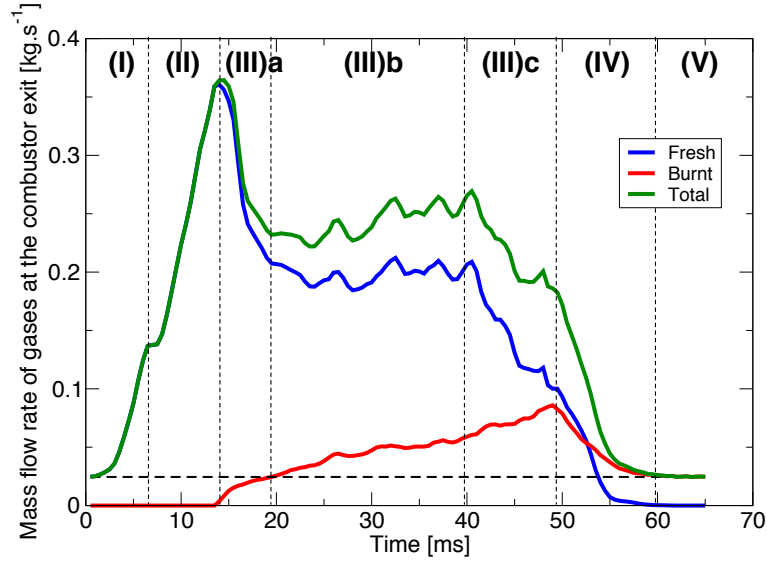


FIGURE 4.25 – Evolution du débit en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18$ m) pour respectivement les gaz frais (bleu), les gaz brûlés (rouge), et le débit total (vert). Les traits discontinus symbolisent le débit nominal injecté. Les traits discontinus verticaux séparent l’allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du présent chapitre).

tandis que le débit de gaz frais chute brutalement. Puis, sur la phase (III)b, le débit de gaz frais oscille autour d’une valeur constante $\dot{m}_u^{out} \simeq 0.2 \text{ kg.s}^{-1}$, tandis que le débit de gaz brûlés croît de façon linéaire. La phase d’interaction des fronts (III)c fait chuter brutalement le débit de gaz frais, tandis que le débit de gaz brûlés continue une croissance linéaire. La phase (IV) de fusion des fronts voit l’ensemble des débits chuter. Une fois l’état stationnaire atteint (phase (V)), le débit total en sortie correspond au débit nominal injecté (traits discontinus à la Fig. 4.25), et est constitué uniquement de gaz brûlés.

4.4.2 Vitesse moyenne des gaz en sortie

La figure 4.26 montre l’évolution de la vitesse moyenne des gaz frais (u_u , en bleu) et des gaz brûlés (u_b , en rouge) sur le plan $x = 0.18$ m (voir Fig. A.14 en Annexe A pour les données du deuxième cas simulé). Ces quantités sont définies ainsi :

$$u_b = \frac{\int_{A^{out}} u_x \tilde{c} dA}{\int_{A^{out}} \tilde{c} dA} \quad (4.13)$$

$$u_u = \frac{\int_{A^{out}} u_x (1 - \tilde{c}) dA}{\int_{A^{out}} (1 - \tilde{c}) dA} \quad (4.14)$$

La vitesse moyenne \bar{u} est également représentée en traits discontinus, et définie telle que :

$$\bar{u} = \frac{\int_{A^{out}} u_x dA}{\int_{A^{out}} dA} \quad (4.15)$$

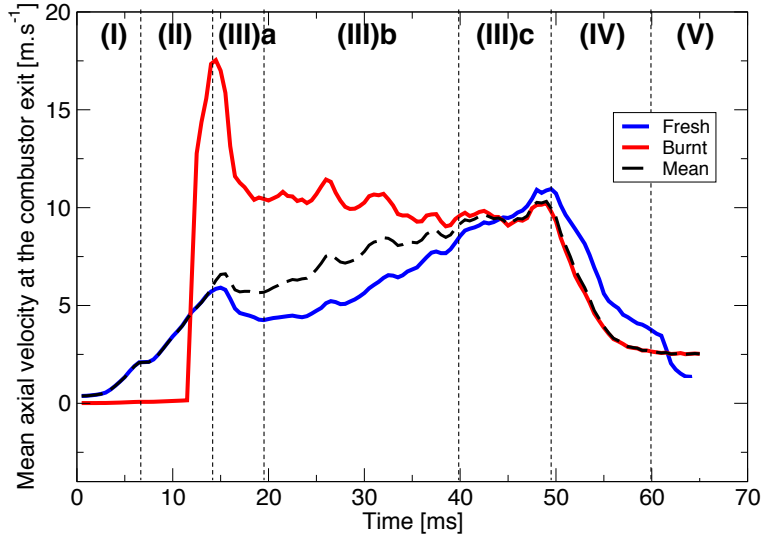


FIGURE 4.26 – Evolution de la vitesse axiale moyenne en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18$ m) pour respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés (rouge). La courbe noire représentées en traits discontinus symbolisent la vitesse moyenne \bar{u} . Les traits discontinus verticaux séparent l'allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du présent chapitre).

Au début de l'allumage (phases (I) et (II)), la vitesse moyenne des gaz frais augmentent progressivement en sortie. Puis, les vitesses moyennes des gaz frais et brûlés passent par un pic de niveau avec l'arrivée du front de réaction au plan de sortie (transition entre les phases (II) et (III)a). Cela peut notamment s'expliquer en traçant les pressions qui s'exercent sur respectivement les surfaces A_b et A_u , définies telles que :

$$p_b = \frac{\int_{A^{out}} p \tilde{c} dA}{\int_{A^{out}} \tilde{c} dA} \quad (4.16)$$

$$p_u = \frac{\int_{A^{out}} p (1 - \tilde{c}) dA}{\int_{A^{out}} (1 - \tilde{c}) dA} \quad (4.17)$$

Sur cette figure, la pression moyenne sur la surface A_u est tracée en bleue, et celle sur la surface A_b est en rouge. Une forte surpression est observée pour les gaz brûlés lors de la transition entre les phases (II) et (III)a, ce qui par suite induit une forte variation de vitesse u_b . De plus, le pic de pression est suivi par une chute brutale de la pression. Cela est à mettre en relation avec la vitesse

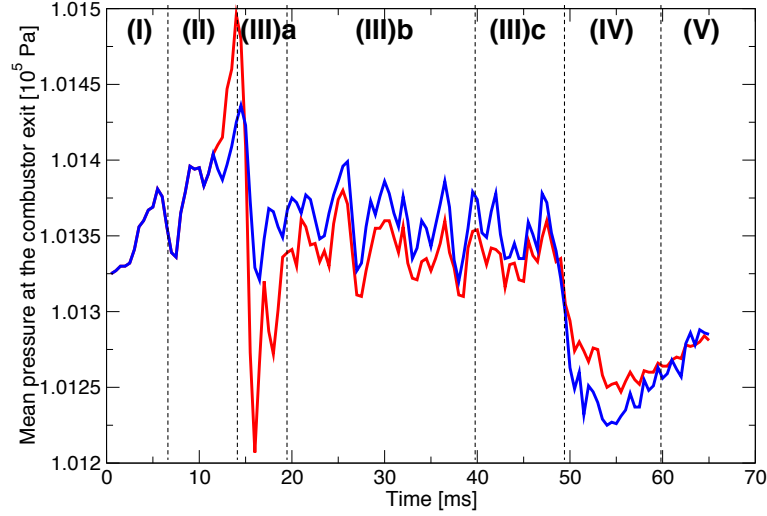


FIGURE 4.27 – Evolution de la pression moyenne en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18$ m) pour respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés (rouge). Les traits discontinus verticaux séparent l’allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du présent chapitre).

moyenne en sortie (traits discontinus à la Fig. 4.26), qui est égale à la vitesse moyenne des gaz frais en sortie (courbe bleue sur la même figure). Les gaz frais fixe donc l’impédance de la sortie de la chambre, ce qui induit par suite une réflexion de l’onde de pression générée par les gaz brûlés. Sur la phase (III)b, la vitesse moyenne des gaz frais augmente progressivement (ce qui coïncide avec les observations faites à la Fig. 4.18 sur l’intensité de la vitesse des gaz frais qui augmente au fur et à mesure de la progression des fronts vers le secteur S8). La vitesse des gaz brûlés suit une évolution très légèrement décroissante autour d’une valeur de 10 m.s^{-1} . En fin de phase (III)c, les vitesses moyennes des gaz frais et brûlés sont presque égales $u_u \simeq u_b$.

Afin d’avoir une connaissance plus “locale” de la vitesse axiale des gaz, une moyenne radiale au niveau du plan de sortie $x = 0.18$ m a été effectuée, et avec un incrément $\theta_i = 1$ deg. comme illustré à la Fig. 4.28. Les résultats sont présentés à la Fig. 4.29 pour la densité (traits discontinus) et la vitesse axiale (traits continus) pour six instants successifs de l’allumage circulaire (les mêmes résultats pour le deuxième calcul LES sont disponibles en Annexe A à la Fig. A.15).

La densité permet la mise en évidence de la position angulaire de la flamme sur le plan de sortie. Après que l’arche ait atteint la sortie (Fig. 4.29c), au cours du processus d’allumage, la vitesse des gaz brûlés a plutôt tendance à se maintenir autour de 10 m.s^{-1} (Figs. 4.29d-e), quand le profil de vitesse du pré-mélange frais est davantage parabolique. Néanmoins, le niveau global de la vitesse axiale des gaz frais (qui correspond au minimum de la vitesse axiale côté gaz frais, à $x \simeq 180$ deg. aux Figs. 4.29b-e), augmente progressivement.

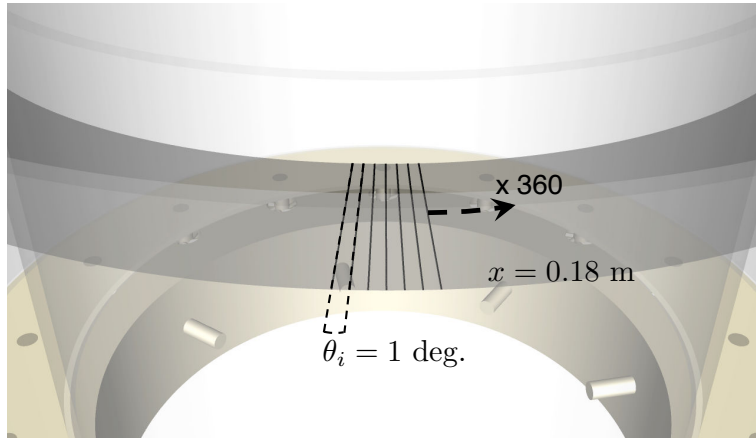


FIGURE 4.28 – Vue directe du domaine numérique de la chambre MICCA. La surface grisée correspond au plan $x = 0.18$ m. Les traits continus noirs matérialisent la discrétisation angulaire utilisée pour effectuer les moyennes en sortie de domaine (voir Fig. 4.29).

Au moment de la fusion des fronts, les vitesses axiales des gaz frais et brûlés s'équilibrent (Fig. 4.29e), ce qui se retrouve également à la Fig. 4.26. Enfin, une fois le processus d'allumage circulaire terminé (Fig. 4.29f), la vitesse des gaz (uniquement brûlés) en sortie décroît vers un équilibre stationnaire.

4.5 Synthèse du cas #3

La présente section fait état de l'ensemble des données disponibles sur le deuxième point de fonctionnement simulé (voir Annexe A), et notamment des points similaires et des différences avec les résultats issus de la première simulation numérique. Il est rappelé que le cas #2 correspond au premier calcul (dont les données ont été montrées en chapitres 3 et 4), dont la vitesse débitante est $U_{bulk_2} = 17.1 \text{ m.s}^{-1}$, et le cas #3 correspond au deuxième calcul (dont les données sont disponibles en Annexe A), dont la vitesse débitante est $U_{bulk_3} = 22.0 \text{ m.s}^{-1}$ (soit 128% de la vitesse débitante du cas #2). Il est également rappelé qu'il est attendu que la vitesse débitante varie inversement avec le temps de fusion des fronts.

Premièrement, les deux calculs montrent un très bon accord avec l'expérience (voir Fig. 3.10 du chapitre 3. En terme de temps de fusion des fronts, les deux calculs apparaissent comme la limite asymptotique basse des groupes de points expérimentaux réalisés en conditions préchauffées (voir chapitre 1), ce qui est consistant avec la condition d'adiabaticité choisie pour les parois solides dans les calculs numériques.

Qualitativement, les deux calculs sont très semblables entre eux et avec les réalisations expérimentales. Les mêmes géométries de flamme sont observées, et les cinq mêmes phases majeures qui composent l'allumage circulaire sont retrou-

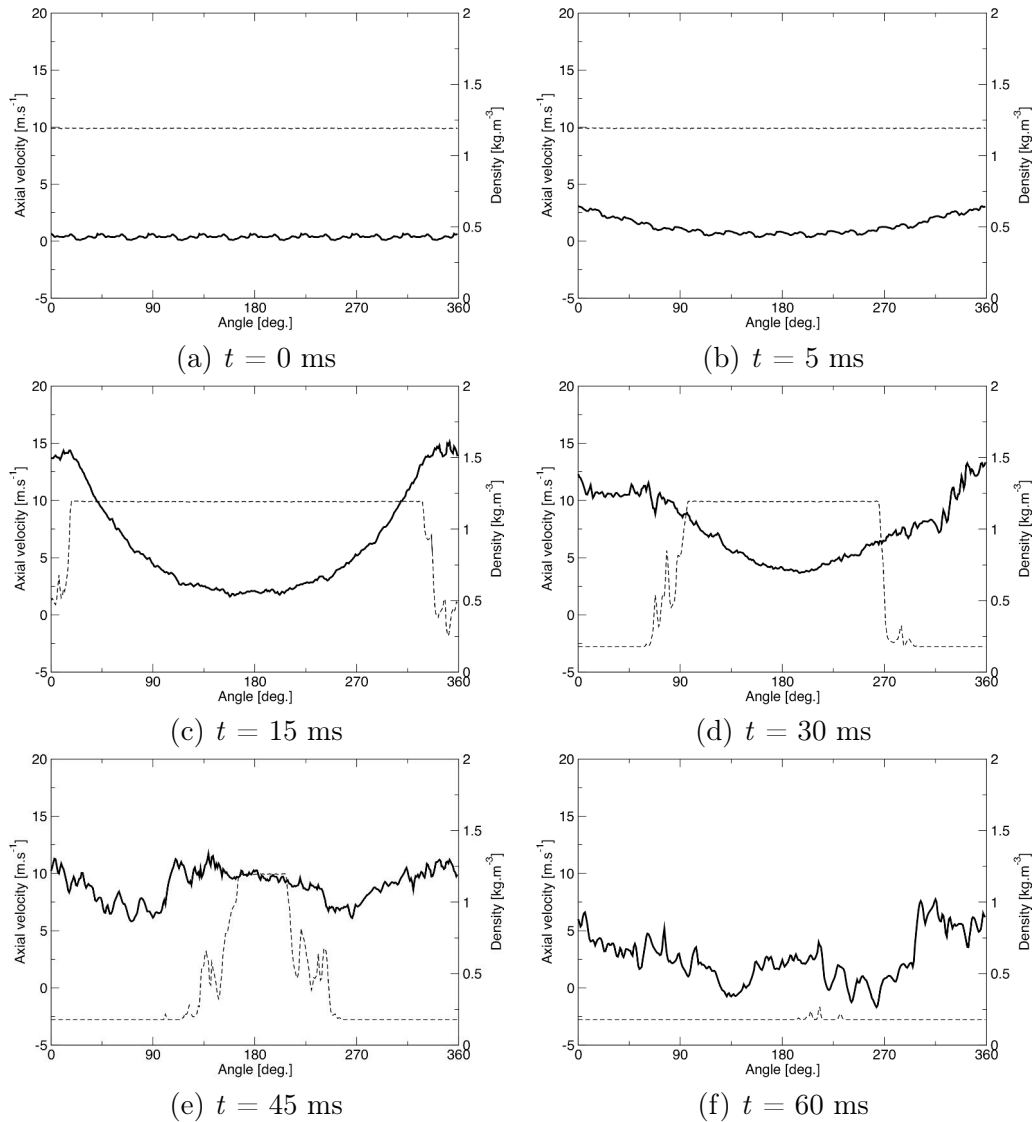


FIGURE 4.29 – Evolution en fonction de l'angle d'azimut de la vitesse axiale (traits continus) et de la densité (traits discontinus) au plan $x = 0.18$ m. L'orientation est la même que celle définie à la Fig. 4.17.

vées, notamment sur la courbe du dégagement de chaleur. La même croissance exponentielle est observée sur la phase (I), puis une augmentation linéaire raide sur la phase (II), avant de croître progressivement et linéairement sur la phase (III), et de chuter brutalement sur la phase (IV) lors de la fusion des fronts de flamme. Dans les deux cas, les flammes se rencontrent au niveau du secteur S8. Une différence notable réside dans le temps de fusion des fronts, qui est plus rapide de quelques millisecondes dans le cas #3. Les temps de fin de chaque phase sont regroupés dans la Table 4.1.

TABLE 4.1 – *Temps (en milliseconde) de fin de chaque phase de l'allumage circulaire pour les cas #2 et #3 simulés.*

Phase	(I)	(II)	(III)a	(III)b	(III)c	(IV)
Cas #2	7	14	20	40	49	60
Cas #3	5	11	17	36	43	-

Dès les phases (I) et (II), le cas #3 dispose déjà d'une avance de 3 ms par rapport au cas #2. A la fin de la phase (III), une avance de 6 ms est constatée, soit 3 ms de plus qu'à l'issue de la propagation en arche. La différence de temps mis par les flammes pour parcourir l'espace annulaire s'explique donc autant par l'expansion exponentielle des gaz brûlés en début d'allumage que par le trajet plus rapide des deux fronts lors de la phase (III).

En terme de trajet emprunté par la pointe avant, il est intéressant de noter que pour la demi-chambre H+, il existe un changement de trajectoire de la flamme du tube intérieur vers le tube extérieur à environ 90 degrés dans les deux simulations numériques. Il est cependant difficile de statuer sur un tel comportement en expérience, les images issues de la caméra ne permettant pas d'être discriminant sur le trajet des fronts de flamme. Il semble néanmoins qu'il y ait un effet dynamique de l'écoulement sur le trajet de la pointe avant à cet endroit particulier, ce comportement n'étant pas retrouvé pour la demi-chambre H- dans aucun des deux calculs. La pointe avant évolue d'ailleurs à une hauteur plus importante dans la deuxième simulation numérique que dans la première ; à ce titre, les fronts de flamme semblent davantage propulsés dans le deuxième calcul.

Alors que le plissement de sous-maille est du même ordre de grandeur dans les deux simulations numériques (environ 3% d'écart), le plissement résolu est plus important pour le deuxième point de fonctionnement (environ 12.5% d'écart). Cela s'explique par un niveau de turbulence plus important qui résulte d'une vitesse débitante U_{bulk} également plus importante.

En terme de dynamique de l'écoulement au sein de l'espace annulaire, les champs de vitesse axiale et azimutale des deux calculs montrent des similarités. Les gaz frais situés en amont des fronts montrent les mêmes composantes de vitesse axiale et azimutale, ce qui crée le même type de plan de stagnation au niveau du secteur S8, caractéristique de l'écoulement contre-courant.

Une des différences notables qui peut être relevée est l'inclinaison des fronts du cas #3 par rapport au cas #2. Si elle décroît sur la phase (III)a dans les deux cas, elle continue à diminuer avant d'augmenter de nouveau sur la phase (III)b du cas #3 (quand elle croît sur toute la phase (III)b du cas #2), et elle continue à augmenter sur la phase (III)c pour le cas #3 (quand elle chute brutalement pour le cas #2). Il est observé dans le deuxième calcul que les fronts ont effectivement tendance à se redresser après que l'arche ait atteint la sortie, ce qui se traduit par une inclinaison qui décline. Puis, le bord arrière

perd en vitesse de façon significative quand la pointe avant continue sa course, et ce jusqu'à la fin de la phase (III), ce qui explique que l'augmentation de l'inclinaison sur la fin de la deuxième moitié de la phase (III)b et sur la phase (III)c. Ce comportement des fronts, bien que différent de celui observé sur le premier point de fonctionnement simulé, ne reflète cependant pas une différence fondamentale dans la dynamique générale du processus d'allumage circulaire. En effet, les mêmes phases sont retrouvées dans les deux simulations, et la dynamique générale des flammes et de l'écoulement reste très similaires. De plus, cela peut être dû à la définition choisie pour l'inclinaison, qui constitue la différence d'angle azimutal entre la pointe avant et le bord arrière de la flamme. Si la pointe avant est un point non-matériel facilement identifiable, le bord arrière est choisi de façon arbitraire comme le point dont l'azimut est maximal à la hauteur $x = 0.18$ m. Il reste possible que la définition du bord arrière soit davantage représentative de l'inclinaison des fronts dans le cas #2 que dans le cas #3.

Cette observation est d'ailleurs à corrélérer avec la vitesse de la pointe avant, qui décroît légèrement pour la demi-chambre H- et reste constante avant d'augmenter brutalement pour la demi-chambre H+, ce qui n'est pas observé sur le premier calcul, où les deux pointes avant conservent une vitesse azimutale constante de l'ordre de 12 m.s^{-1} . Cette variation de vitesse de la pointe avant, qui influe directement sur l'inclinaison des fronts de flamme, témoigne d'une dynamique particulière au *leading point*.

Concernant la dynamique de l'écoulement en sortie, quelques différences sont à relever entre les deux calculs. En effet, si le débit de gaz frais en sortie oscille autour d'une valeur constante pendant la phase (III) sur le cas #2, cela n'est pas vérifié sur le cas #3, qui voit le débit de gaz frais chuter significativement (et identiquement pour le débit total). Cela s'explique par une vitesse axiale des gaz frais en sortie u_u qui ne croît pas aussi rapidement que la surface couverte par les gaz frais en sortie A_u^{out} décroît. Quant à la vitesse axiale des gaz brûlés en sortie u_b , elle décroît dans les deux calculs sur la phase (III)b, mais montre un comportement plus erratique sur le cas #3 (avec une légère augmentation sur la deuxième moitié de la phase (III)b), quand la décroissance est plus linéaire et progressive sur le cas #2. Les niveaux de vitesse axiale des gaz frais et brûlés sont presque identiques à la fin de la phase (III)b, ce qui est également retrouvé dans le premier point de fonctionnement simulé.

Enfin, la vitesse absolue turbulente du front LES S_a^T (cette quantité sera définie et fait l'objet d'un approfondissement particulier au chapitre 5) est quasiment identique dans les deux cas, avec une oscillation autour de 12 m.s^{-1} , ce qui est consistant avec la différence de 3 ms observé sur la phase (III) entre les deux calculs, qui ne représente qu'un écart de 8% sur le temps de propagation de la flamme sur l'intégralité de la phase (III), et donc sur la vitesse absolue turbulente. Il est à noter cependant que les variations de vitesse absolue turbulente S_a^T sont plus importantes dans le cas #3, avec un maximum à 15 m.s^{-1} en début de phase (III)b.

4.6 Conclusion

Ce chapitre poursuit l'exploitation des résultats de simulations numériques afin de caractériser la dynamique de l'allumage circulaire dans le foyer MICCA. Des observations sur la structure de flamme et son interaction avec l'écoulement montre l'importance primordiale de l'expansion volumétrique des gaz brûlés, qui permet aux fronts de réaction de se propager à une vitesse supérieure à une vitesse de flamme turbulente caractéristique. En particulier, la dynamique de la pointe avant est étudiée. Il est montré que ce *leading point* suit un trajet préférentiel, notamment dû à l'écoulement en rotation issu des tourbillonneurs. L'inclinaison des fronts est également quantifiée, et fait apparaître de nouvelles sous-phases de la phase (III) qui correspond à la propagation d'injecteur en injecteur de l'allumage circulaire.

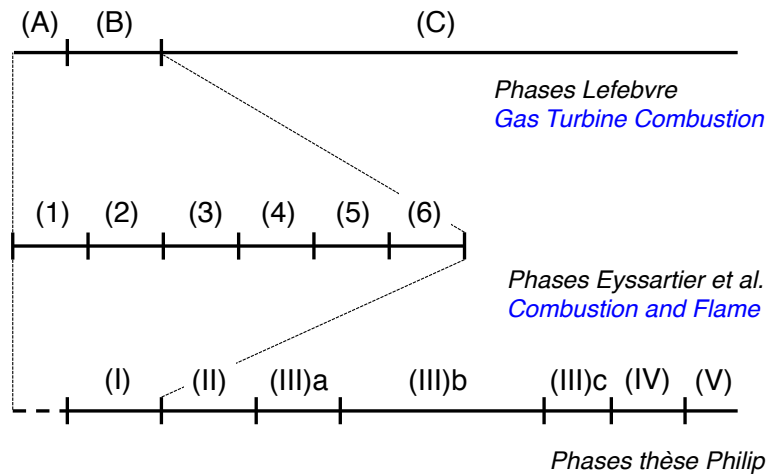


FIGURE 4.30 – Synoptique du découpage en phase de l'allumage d'une chambre de combustion annulaire depuis le dépôt d'énergie jusqu'à l'état stationnaire allumé.

Ainsi, comme le montre la figure 4.30, l'allumage circulaire d'une chambre de combustion peut être décomposé en plusieurs phases distinctes :

- Lefebvre (1998) propose un découpage en 3 phases (notés (A), (B) et (C) ici, voir Fig. 4.31a) dont une description est disponible en Introduction générale de ce manuscrit ;
- Eyssartier et al. (2011) proposent de découper les phases (A) et (B) susmentionnées en 6 phases (numérotées de (1) à (6), voir Fig. 4.31b). En effet, bien que l'allumage circulaire de plusieurs injecteurs ne soit pas l'objet de cet article, l'allumage d'un unique injecteur s'apparente aux phases (A) et (B) décrites par Lefebvre (1998) ;
- La présente thèse propose une décomposition des phases (B) et (C) en 5 phases majeures (marquées de (I) à (V), voir chapitre 3 pour une description approfondie). La phase (III) est elle-même divisée en 3 sous-phases (voir section 4.2.2 du présent chapitre), notées (III)a, (III)b et (III)c. Il est à noter

que la phase (A), qui constitue en soi une phase complexe de l'allumage (depuis le dépôt d'énergie sous la forme d'une étincelle ou d'un laser jusqu'à la création d'un noyau de gaz ionisés chauds), n'a pas été simulée dans les calculs de la présente thèse (puisque la solution initiale du calcul fait état d'une sphère de gaz chauds qui serait issue de la phase (A)), et ne bénéficie donc pas d'une investigation particulière dans le présent manuscrit. Un schéma de ces différentes phases est disponible à la Fig. 4.32.

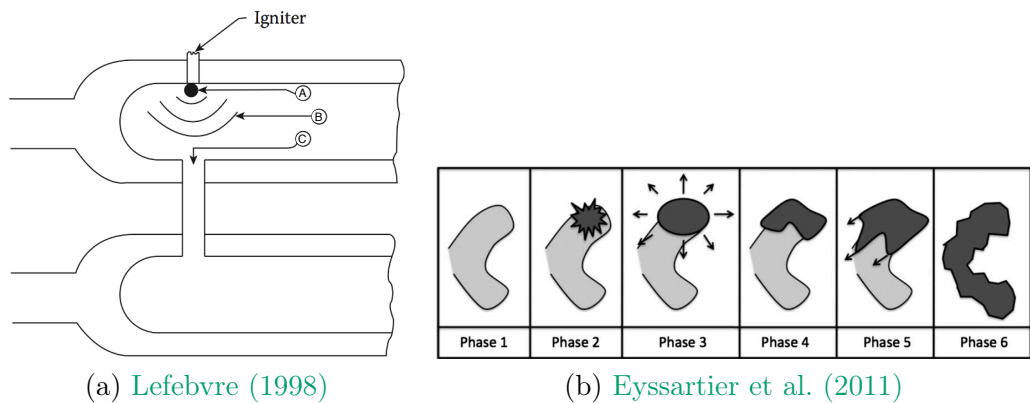


FIGURE 4.31 – (a) Schéma des phases de l'allumage d'une chambre de combustion; (b) Schéma de l'allumage d'un unique injecteur.

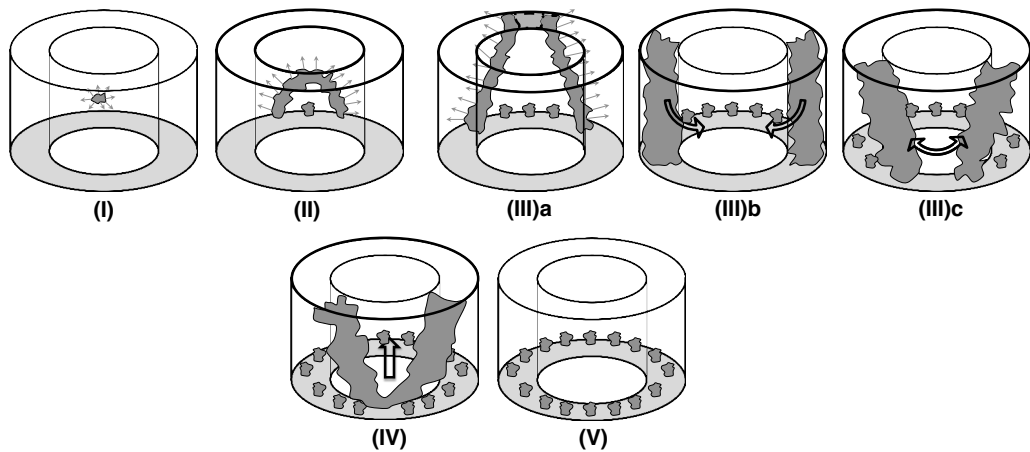


FIGURE 4.32 – Schémas des phases de l'allumage d'une chambre de combustion telles qu'elles ont été décrites au cours des chapitres 3 et 4 de ce manuscrit.

Puis, la dynamique de l'écoulement au sein des gaz frais et des gaz brûlés sur l'ensemble du processus d'allumage circulaire est analysée, et il est montré qu'un phénomène d'écoulement à contre-courant existe du côté des gaz frais au niveau du secteur S8 de fusion des fronts. Du côté des gaz brûlés, l'expansion thermique à travers la flamme induit de fortes survitesses azimutales. Quant à

la vitesse axiale, son niveau a tendance à augmenter dans la chambre au fur et à mesure de l'allumage successif des différents injecteurs.

Enfin, l'analyse des surfaces, débits et vitesses moyennes des gaz frais et brûlés sur le plan situé en haut des tubes en quartz fait apparaître le caractère décisif de la dynamique de l'écoulement en sortie. En outre, la vitesse axiale des gaz brûlés reste quasi-constante au cours du processus d'allumage et le débit augmente, et c'est un comportement inverse qui est observé pour les gaz frais. Il existe donc un équilibre entre l'écoulement dans l'espace annulaire, la section de sortie de la chambre et la vitesse de propagation de la flamme qui reste constante. Ces éléments sont utilisés dans le chapitre 5 et combinés à des éléments de théorie pour traiter de l'allumage dans des conditions d'injection parfaitement prémélangées. L'objectif est d'atteindre une meilleure compréhension de la physique du processus d'allumage circulaire et de proposer un modèle pour la vitesse absolue de propagation de la flamme.

Chapitre 5

Modèle pour la vitesse absolue de propagation d'une flamme prémélangée lors d'un allumage circulaire

Ce chapitre utilise l'analyse détaillée des résultats numériques de l'allumage circulaire de la chambre MICCA (voir chapitre 4) combinés à des bilans macroscopiques de masse et de quantité de mouvement afin de construire un modèle pour la propagation de la flamme. Dans un premier temps, les vitesses de flamme caractéristiques de la combustion prémélangée sont exprimées en prenant comme volume de contrôle la chambre annulaire, ce qui permet d'obtenir une première expression pour la vitesse absolue, mais contenant des termes difficile à modéliser. Puis, une réduction du problème combinée à des bilans de masse et de quantité de mouvement permet de fermer ces termes, à l'exception de la différence de pression entre le fond et la sortie de la chambre. Une modélisation de cette quantité est finalement proposée en se basant sur l'hypothèse d'écoulement à contre-courant observée au chapitre 4.

5.1 Introduction

La vitesse d'une flamme est une composante essentielle pour la description de la combustion. Jusqu'ici, la vitesse laminaire S_l^0 a été considérée comme la vitesse de référence, et a été décrite au chapitre 2 comme la vitesse à laquelle une flamme prémélangée non-étirée se déplace par rapport au gaz frais dans une géométrie unidimensionnelle. Une définition basée sur le taux de réaction $\dot{\omega}_F$ pour un mélange pauvre s'écrit (Poinsot and Veynante (2011)) :

$$S_l^0 = -\frac{1}{\rho_u Y_F^u} \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{\omega}_F dx \quad (5.1)$$

avec ρ_u la densité des gaz frais et Y_F^u la fraction massique de combustible dans les gaz frais. Cette définition de vitesse de flamme laminaire est fonction de la nature du combustible utilisé, de la richesse du mélange ainsi que des conditions de pression et température du milieu. Dans le cas de l'allumage circulaire de la chambre MICCA, d'autres éléments telle que l'interaction de la flamme avec la turbulence, ou encore l'expansion volumétrique des gaz brûlés, nécessitent d'autres définitions afin de comprendre la propagation de la flamme.

Dans l'introduction générale de ce manuscrit, trois définitions permettant la description de la propagation d'une flamme turbulente en conditions prémélangées ont été données (voir Fig. 5) et sont rappelées ici :

- La vitesse absolue S_a est la vitesse de la flamme dans le référentiel du laboratoire :

$$S_a = \frac{1}{|\nabla\theta|} \frac{\partial\theta}{\partial t} \quad (5.2)$$

- La vitesse de déplacement S_d est la vitesse de la flamme relativement à l'écoulement :

$$S_d = \frac{1}{|\nabla\theta|} \frac{d\theta}{dt} \quad (5.3)$$

- La vitesse de consommation S_c est la vitesse à laquelle les réactifs sont consommées, et qui vaut la vitesse de flamme laminaire S_l^0 dans le cas de la flamme 1D :

$$S_c = \frac{1}{\rho_u A(t)} \int_V \omega_c dV \quad (5.4)$$

Il est à noter que les vitesses absolue et de déplacement sont des quantités locales, qui dépendent directement de l'isosurface θ (ce qui équivaut dans le cas présent d'un calcul LES à une isosurface de \tilde{c} , notation qui sera par ailleurs utilisée dans la suite de ce chapitre), tandis que la vitesse de consommation est directement intégrée sur l'ensemble des valeurs \tilde{c} à travers le front de flamme, et représente donc une quantité globale.

L'objet de ce chapitre est d'appliquer ces définitions de vitesse au calcul LES présenté au chapitre 3, et d'utiliser l'ensemble des observations et analyses menées au chapitre 4 afin de comprendre la propagation de la flamme dans la chambre annulaire lors du processus d'allumage circulaire. Le but est *in fine* de déterminer un modèle pour la vitesse absolue de propagation de la flamme turbulente. Pour ce faire, un ensemble de bilans macroscopiques sur des volumes de contrôle adaptés sont utilisés.

La section 5.2 utilise des bilans sur les gaz brûlés afin de déterminer une expression liant les trois vitesses caractéristiques de flamme mentionnées ci-avant, mais faisant apparaître des termes difficiles à modéliser et qu'il est nécessaire de fermer. La section 5.3 utilise d'autres bilans de masse et de quantité de mouvement, assortis de simplifications afin de fermer le problème, exception

faite de la différence de pression entre le fond de chambre et la sortie en haut des tubes en quartz. Finalement, il est montré, en s'appuyant et en vérifiant l'hypothèse d'écoulement à contre-courant dans les gaz frais effectuée au chapitre 4, que cette quantité peut être modélisée. Cela permet de proposer un modèle pour la vitesse absolue de propagation de la flamme turbulente, depuis la propagation en forme d'arche dans les premiers instants jusqu'à la fusion des fronts terminant le processus d'allumage circulaire.

5.2 Vitesses de flamme caractéristiques pour une combustion turbulente prémélangée

Cette section présente les bilans effectués sur les gaz brûlés, ainsi que les liens entre les différentes expressions qui en résultent. Une première expression pour la vitesse absolue de la flamme dans l'espace annulaire est ainsi déterminée.

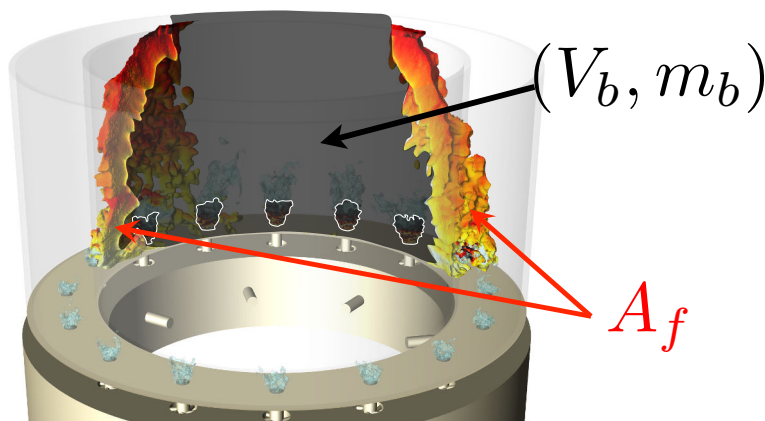


FIGURE 5.1 – Volume de contrôle de gaz brûlés V_b de masse m_b utilisé pour les bilans présentés en section 5.2 délimité par les fronts de flamme de surface A_f , le fond de chambre, le plan de sortie des tubes en quartz et les parois constituées par ces tubes.

Le volume de contrôle de gaz brûlés V_b de masse m_b utilisé pour réaliser les bilans est représenté en gris sur la figure 5.1. Il est borné par les surfaces des deux tubes en quartz, la surface du plan de sortie des tubes, la surface du fond de chambre et les surfaces des deux fronts de flamme A_f . L'ensemble de ces surfaces représente une surface fermée, notée A_b dans la suite. Il est important de noter que les quantités A_b , V_b et m_b dépendent de l'isosurface choisie \tilde{c} .

5.2.1 Expressions des vitesses à partir de bilans sur les gaz brûlés dans la chambre

5.2.1.1 Vitesse absolue S_a

La variation du volume de gaz brûlés borné par le fond de chambre, la sortie, les murs en quartz et l'isosurface \tilde{c} , noté $V_b(\tilde{c})$ peut s'écrire à partir du théorème

de transport sur un volume de contrôle mobile :

$$\frac{dV_b(\tilde{c})}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{V_b(\tilde{c})} 1 dV = \int_{V_b(\tilde{c})} \frac{\partial}{\partial t} (1) dV + \int_{A_b(\tilde{c})} \mathbf{w} \cdot \mathbf{n} dA = \int_{A_f(\tilde{c})} S_a dA \quad (5.5)$$

où \mathbf{w} , la vitesse de l'isosurface de contrôle, n'est autre que la vitesse absolue S_a sur le front de flamme (\mathbf{w} est nulle sur les autres surfaces qui sont fixes). En intégrant cette expression sur l'ensemble des isosurfaces \tilde{c} de la flamme :

$$\int_0^1 \frac{dV_b(\tilde{c})}{dt} d\tilde{c} = \int_0^1 \int_{A_f(\tilde{c})} S_a dA d\tilde{c} = \int_{V_b} S_a |\nabla \tilde{c}| dV \quad (5.6)$$

en utilisant la formule de l'intégrale du module du gradient défini par Maz'ja (1895) (voir également Vervisch et al. (1995); Kollmann and Chen (1994)).

De plus, étant donné la faible épaisseur de la flamme LES comparée aux dimensions de V_b , l'intégrale du volume de gaz brûlés $V_b(\tilde{c})$ sur l'ensemble des isosurfaces \tilde{c} est assimilable au volume moyen de gaz brûlés, soit :

$$\int_0^1 \frac{dV_b(\tilde{c})}{dt} d\tilde{c} \simeq \frac{dV_b}{dt} \quad (5.7)$$

Une notation de moyenne sur la surface résolue est introduite pour une quantité ϕ (en utilisant la définition de la surface de flamme résolue donnée en équation 4.1 au chapitre 4) telle que :

$$\{\Phi\}_{res} = \frac{\int_V \Phi |\nabla \tilde{c}| dV}{\int_V |\nabla \tilde{c}| dV} = \frac{\int_V \Phi |\nabla \tilde{c}| dV}{A_{res}(t)} \quad (5.8)$$

Soit finalement en remplaçant ϕ par S_a dans l'équation 5.8, et en combinant les équations 5.6 et 5.7 :

Taux de variation du volume de gaz brûlés

$$\frac{dV_b}{dt} = \{S_a\}_{res} A_{res} \quad (5.9)$$

La vitesse absolue $\{S_a\}_{res}$ représente :

- Une moyenne de la vitesse absolue S_a sur les fronts de flamme où l'intensité turbulente est différente entre le fond de chambre (très turbulent à cause de l'écoulement issu des tourbillonneurs) et le haut de la chambre ;
- Une moyenne de la vitesse absolue S_a sur les différentes isosurfaces \tilde{c} . L'intégrité de la flamme 1D filtrée (voir chapitre 2) induit cependant un $S_a(\tilde{c})$ *a priori* identique pour l'ensemble des isosurfaces ;
- La vitesse absolue S_a dans des cas de flamme élémentaire (flamme 1D plane, flamme sphérique, etc.).

L'expression 5.9 montre que le taux de variation du volume de gaz brûlés est égal au produit de la moyenne sur la surface résolue de la vitesse absolue $\{S_a\}_{res}$ par la surface résolue du front de flamme A_{res} .

5.2.1.2 Vitesse de déplacement S_d

De façon analogue à ce qui a été fait pour le volume de gaz brûlés, le taux de variation de la masse de gaz brûlés $m_b(\tilde{c})$ contenue dans le volume de contrôle défini à la Fig. 5.1 peut être exprimé dans la forme suivante :

$$\begin{aligned} \frac{dm_b(\tilde{c})}{dt} &= \frac{d}{dt} \int_{V_b(\tilde{c})} \rho dV = \int_{V_b(\tilde{c})} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \int_{A_b(\tilde{c})} \rho \mathbf{w} \cdot \mathbf{n} dA \\ &= - \int_{V_b(\tilde{c})} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) dV + \int_{A_b(\tilde{c})} \rho \mathbf{w} \cdot \mathbf{n} dA \end{aligned} \quad (5.10)$$

En utilisant le théorème de Green-Ostrogradsky :

$$\frac{dm_b(\tilde{c})}{dt} = - \int_{A_b(\tilde{c})} \rho (\mathbf{v} - \mathbf{w}) \cdot \mathbf{n} dA \quad (5.11)$$

Là encore, la vitesse de l'isosurface de contrôle \mathbf{w} est la vitesse absolue S_a sur le front de flamme (seule surface mobile) :

$$\frac{dm_b(\tilde{c})}{dt} = - \int_{A_b(\tilde{c})} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA + \int_{A_f(\tilde{c})} \rho S_a dA \quad (5.12)$$

Le terme $\rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}$ est nul lorsqu'il est intégré sur les parois en quartz (impermeables), vaut le débit de gaz brûlés au niveau de l'entrée lorsqu'il est intégré sur le fond de chambre (noté \dot{m}_b^{in}) et vaut le débit de gaz brûlés au niveau de la sortie lorsqu'il est intégré sur le plan en haut des tubes (noté \dot{m}_b^{out}). Le premier terme de l'expression ci-dessus peut ainsi être décomposé :

$$\frac{dm_b(\tilde{c})}{dt} = - \int_{A_f(\tilde{c})} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA + \dot{m}_b^{in}(\tilde{c}) - \dot{m}_b^{out}(\tilde{c}) + \int_{A_f(\tilde{c})} \rho S_a dA \quad (5.13)$$

En combinant les intégrales sur $A_f(\tilde{c})$:

$$\frac{dm_b(\tilde{c})}{dt} = \int_{A_f(\tilde{c})} \rho (S_a - \mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dA + \dot{m}_b^{in}(\tilde{c}) - \dot{m}_b^{out}(\tilde{c}) \quad (5.14)$$

D'après la définition donnée en équation 9 en introduction générale du manuscrit, la vitesse de déplacement S_d est définie comme la vitesse du front relative à l'écoulement $(\mathbf{w} - \mathbf{v}) \cdot \mathbf{n}$, soit encore $(S_a - \mathbf{v} \cdot \mathbf{n})$. L'expression ci-dessus devient :

$$\frac{dm_b(\tilde{c})}{dt} = \int_{A_f(\tilde{c})} \rho S_d dA + \dot{m}_b^{in}(\tilde{c}) - \dot{m}_b^{out}(\tilde{c}) \quad (5.15)$$

En intégrant cette expression sur l'ensemble des isosurfaces \tilde{c} :

$$\int_0^1 \frac{dm_b(\tilde{c})}{dt} d\tilde{c} = \int_0^1 \int_{A_f(\tilde{c})} \rho S_d dA d\tilde{c} + \dot{m}_b^{in} - \dot{m}_b^{out} = \int_{V_b} \rho S_d |\nabla \tilde{c}| dV + \dot{m}_b^{in} - \dot{m}_b^{out}$$

$$(5.16)$$

Et, à l'instar de l'équation 5.7, l'intégrale de la masse des gaz brûlés sur l'ensemble des isosurfaces \tilde{c} est assimilable à la masse moyenne de gaz brûlés, telle que :

$$\int_0^1 \frac{dm_b(\tilde{c})}{dt} d\tilde{c} = \frac{dm_b}{dt} \quad (5.17)$$

En supplément à la moyenne sur la surface de flamme résolue définie précédemment (équation 5.8), une moyenne sur la surface résolue pondérée par la masse volumique des gaz frais est également introduite pour la vitesse de déplacement S_d (voir [Im and Chen \(1999\)](#); [Giannakopoulos et al. \(2015\)](#)) :

$$\{S_d^*\}_{res} = \frac{\{\rho S_d\}_{res}}{\rho_u} = \frac{\int_V \rho S_d |\nabla \tilde{c}| dV}{\rho_u \int_V |\nabla \tilde{c}| dV} \quad (5.18)$$

Cette quantité sera utilisée pour lier les différentes expressions de vitesse de flamme en section 5.2.2. Le taux de variation de la masse de gaz brûlés s'écrit ainsi :

Taux de variation de la masse de gaz brûlés

$$\frac{dm_b}{dt} = \{\rho S_d\}_{res} A_{res} + \dot{m}_b^{in} - \dot{m}_b^{out} = \rho_u \{S_d^*\}_{res} A_{res} + \dot{m}_b^{in} - \dot{m}_b^{out} \quad (5.19)$$

5.2.1.3 Vitesse de consommation S_c

Dans les expressions suivantes, le volume fixe V_{cc} constitué de la chambre de combustion complète est préféré au volume V_b défini à la Fig. 5.1. En effet, la vitesse de consommation est une quantité globale et le volume d'intégration doit contenir l'ensemble de la flamme. Il est borné par les surfaces des deux tubes en quartz, la surface du plan de sortie des tubes et la surface du fond de chambre. L'ensemble de ces surfaces représente une surface fermée, notée A_{cc} dans la suite.

La vitesse de consommation telle qu'elle est définie dans l'équation 5.4 peut s'écrire, pour un front de flamme complètement résolu (DNS) dans un régime de flammulette avec un effet modéré de plissement et de courbure :

$$S_c = \frac{1}{\rho_u A_{tot}(t)} \int_{V_{cc}} \dot{\omega}_c dV \simeq S_l^0 \quad (5.20)$$

Dans le cas d'un calcul LES, cette vitesse de consommation, notée S_c^Δ dans la suite, s'écrit :

$$S_c^\Delta = \frac{1}{\rho_u A_{res}(t)} \int_{V_{cc}} \overline{\dot{\omega}_c} dV \quad (5.21)$$

Les termes sources étant égaux $\int_{V_{cc}} \dot{\omega}_c dV = \int_{V_{cc}} \overline{\dot{\omega}_c} dV$ (dû aux filtres de module unité utilisés en LES), en combinant les équations 5.20 et 5.21 il vient :

$$S_l^0 \rho_u A_{tot}(t) = S_c^\Delta \rho_u A_{res}(t) \quad (5.22)$$

Soit encore :

$$S_c^\Delta = S_l^0 \frac{A_{tot}(t)}{A_{res}(t)} \quad (5.23)$$

En utilisant les définitions pour A_{tot} et A_{res} données par les équations 4.3 et 4.1 du chapitre 4 ;

$$S_c^\Delta = S_l^0 \frac{\int_{V_{cc}} \Xi_\Delta |\nabla \tilde{c}| dV}{\int_{V_{cc}} |\nabla \tilde{c}| dV} \quad (5.24)$$

Avec la notation de moyenne sur la surface résolue (Eq. 5.8) :

Vitesse de consommation d'un front de flamme LES

$$S_c^\Delta = \{\Xi_\Delta\}_{res} S_l^0 \quad (5.25)$$

La vitesse de consommation pour un front turbulent LES S_c^Δ s'écrit donc comme le produit de la vitesse de flamme laminaire S_l^0 et du plissement de sous-maille moyenné sur le front résolu $\{\Xi_\Delta\}_{res}$.

5.2.2 Relations entre les différentes vitesses

Cette section fait les liens entre les trois expressions de vitesse de flamme exprimées ci-avant.

5.2.2.1 Relation entre $\{S_d^*\}_{res}$ et $\{S_a\}_{res}$

En notant que la masse de gaz brûlés dans le volume de contrôle V_b peut être écrite sous la forme $m_b = \rho_b V_b$, on obtient en différenciant cette relation :

$$\frac{dm_b}{dt} = \rho_b \frac{dV_b}{dt} + V_b \frac{d\rho_b}{dt} \quad (5.26)$$

En insérant les équations 5.9 et 5.19 dans cette expression :

$$\rho_u \{S_d^*\}_{res} A_{res} + \dot{m}_b^{in} - \dot{m}_b^{out} = \rho_b [\{S_a\}_{res} A_{res}] + V_b \frac{d\rho_b}{dt} \quad (5.27)$$

Soit finalement une expression liant les quantités $\{S_a\}_{res}$ et $\{S_d^*\}_{res}$:

$$[\rho_u \{S_d^*\}_{res} - \rho_b \{S_a\}_{res}] A_{res} = \dot{m}_b^{out} - \dot{m}_b^{in} + V_b \frac{d\rho_b}{dt} \quad (5.28)$$

5.2.2.2 Relation entre $\{S_d^*\}_{res}$ et S_c^Δ

En utilisant l'équation de transport de l'isosurface \tilde{c} qui s'écrit (le terme de transport non-résolu et le coefficient α_c dans le modèle F-TACLES, non représentés ici dans un souci de concision, ne changeant pas le résultat) :

$$\frac{\partial \rho \tilde{c}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \tilde{c}) = \nabla \cdot (\rho D \nabla \tilde{c}) + \bar{\omega}_c \quad (5.29)$$

Et en l'intégrant sur le volume complet de la chambre de combustion V_{cc} :

$$\int_{V_{cc}} \frac{\partial \rho \tilde{c}}{\partial t} dV + \int_{V_{cc}} \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \tilde{c}) dV = \int_{V_{cc}} \nabla \cdot (\rho D \nabla \tilde{c}) dV + \int_{V_{cc}} \bar{\omega}_c dV \quad (5.30)$$

ce qui peut être condensé dans la forme (en négligeant le terme de diffusion) :

$$\frac{d}{dt} \int_{V_{cc}} \rho \tilde{c} dV + \int_{A_{cc}} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} \tilde{c} dA = 0 + \int_{V_{cc}} \bar{\omega}_c dV \quad (5.31)$$

Le terme de gauche représente le bilan des gaz brûlés à l'intérieur de la chambre de combustion :

$$\frac{dm_b}{dt} + \dot{m}_b^{out} - \dot{m}_b^{in} = \int_{V_{cc}} \bar{\omega}_c dV \quad (5.32)$$

Les équations 5.19 et 5.21 conduisent à :

$$\{S_d^*\}_{res} = S_c^\Delta \quad (5.33)$$

ce qui indique que la vitesse de déplacement moyennée sur la surface de flamme résolue et pondérée par la masse volumique est égale à la vitesse de consommation LES.

5.2.2.3 Expression pour $\{S_a\}_{res}$

En combinant les équations 5.28 et 5.33, il vient :

$$S_c^\Delta = \{S_d^*\}_{res} = \frac{\dot{m}_b^{out} - \dot{m}_b^{in}}{\rho_u A_{res}} + \frac{\rho_b}{\rho_u} \{S_a\}_{res} + \left(\frac{1}{\rho_u A_{res}} V_b \frac{d\rho_b}{dt} \right) \quad (5.34)$$

Le dernier terme représente la variation de la densité dans les gaz brûlés, qui peut être considérée comme négligeable dans la configuration étudiée. Ce terme sera approximé comme nul dans la suite.

La différence de débit de gaz brûlés $\dot{m}_b^{out} - \dot{m}_b^{in}$ peut raisonnablement s'affranchir du terme \dot{m}_b^{in} . En effet, il existe un débit de gaz brûlés à travers le fond de chambre dû à la zone de recirculation interne du swirler, mais il est montré à la Fig. 5.2 qu'il est négligeable au regard du débit de gaz brûlés en sortie de chambre \dot{m}_b^{out} (la même vérification a été effectuée pour le deuxième point de fonctionnement simulé et est disponible en Annexe A à la Fig. A.16).

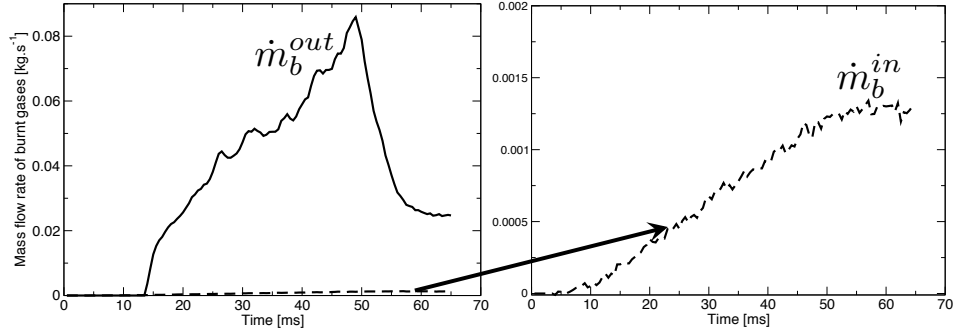


FIGURE 5.2 – Evolution du débit de gaz brûlés à travers respectivement le plan de sortie (trait continu) et le fond de chambre (traits discontinus) durant l’allumage circulaire. Les échelles utilisées dans les deux figures sont différentes.

Le résultat final de cette analyse peut être réduit sous la forme :

$$S_c^\Delta = \{S_d^*\}_{res} \simeq \frac{\dot{m}_b^{out}}{\rho_u A_{res}} + \frac{\rho_b}{\rho_u} \{S_a\}_{res} \quad (5.35)$$

soit encore :

Vitesse absolue moyennée sur le front de flamme LES

$$\{S_a\}_{res} = \frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_\Delta\}_{res} S_l^0 - \frac{\dot{m}_b^{out}}{\rho_b A_{res}} \quad (5.36)$$

La vitesse absolue moyennée sur la surface résolue du front de flamme LES est ainsi fonction du rapport des densités ρ_u/ρ_b , de la vitesse laminaire S_l^0 , du plissement de sous-maille moyenné sur la surface de flamme $\{\Xi_\Delta\}_{res}$ ainsi que du débit de gaz brûlés en sortie de chambre \dot{m}_b^{out} . L'évolution de cette quantité est tracée en Fig. 5.3 (voir Annexe A Fig. A.17 pour le point de fonctionnement #3 simulé). Dans les premiers instants, la vitesse augmente rapidement jusqu'à atteindre un maximum ($\{S_a\}_{res} \simeq 3.5 \text{ m.s}^{-1}$), puis se stabilise jusqu'au moment où la phase de propagation en arche des fronts s'arrête ($t \simeq 15 \text{ ms}$), et décroît progressivement jusqu'à ce que l'état stationnaire soit atteint. Cette expression pour la vitesse absolue moyennée sur la surface résolue du front de flamme LES est applicable à des cas élémentaires et simples de combustion prémélangée tels que la flamme laminaire ou la flamme sphérique. Des validations sont disponibles en Annexe B afin de vérifier la consistance des expressions précédemment obtenues.

La valeur de $\{S_a\}_{res}$ n'est pas consistante avec la vitesse de 12 m.s^{-1} observée lors de l'analyse détaillée réalisée au chapitre 4, basée sur le déplacement du point le plus avancé du front de flamme (voir section 4.2.2). Une première explication pourrait être que $\{S_a\}_{res}$ est une valeur moyenne sur le front, nécessairement inférieure à la valeur maximale correspondant au point le plus

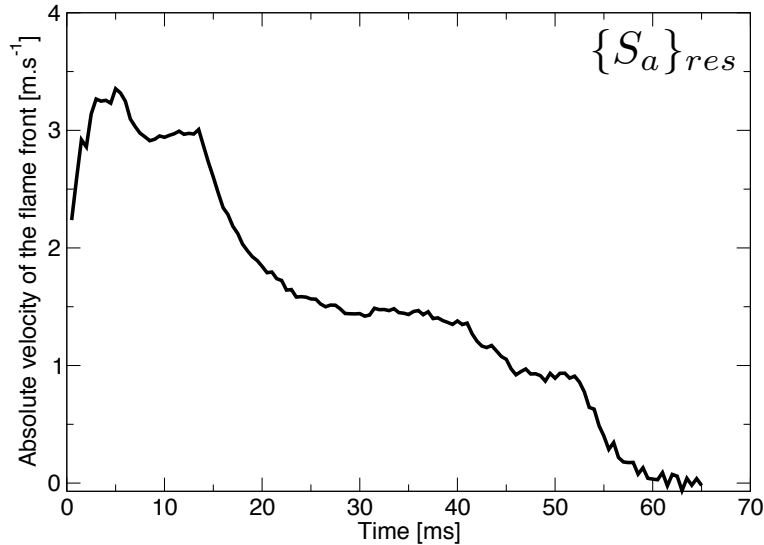


FIGURE 5.3 – Evolution de la vitesse absolue moyennée sur la surface de flamme résolue $\{S_a\}_{res}$ lors de l’allumage circulaire.

avancée. Cependant, l’analyse par secteur (voir section 3.4.2 du chapitre 3) fournit une information plus globale montrant que l’ensemble de la flamme se propage à 12 m.s^{-1} .

La véritable différence entre $\{S_a\}_{res}$ et la vitesse observée vient du fait que :

- Chaque petit élément de flamme est orienté différemment, et la moyenne calculée est $\{S_a\}_{res}$ et non $\{S_a \cdot \mathbf{n}\}_{res}$;
- La quantité $\{S_a\}_{res}$ dépend de la taille du filtre LES car le plissement résolu n’est pas pris en compte. En effet, pour une DNS avec des gaz frais au repos, on trouverait idéalement $\{S_a\}_{res} = S_l^0$, ce qui est différent de la vitesse turbulente effective constatée.

Il faut donc prendre en compte le plissement résolu de la flamme simulée, ainsi que la direction moyenne de propagation. Pour ce faire, une approximation des fronts de flamme par deux plans (voir Fig. 4.3a) se propageant à une vitesse de 12 m.s^{-1} est effectué. Le même raisonnement que celui fait ci-avant est mené en section 5.2.3, en changeant seulement de volume de contrôle, et en tenant compte du plissement résolu de la flamme dans l’expression finale de la vitesse absolue de propagation.

5.2.3 Expression de la vitesse absolue turbulente

Le volume de contrôle est désormais celui défini à la Fig. 4.3a, délimité par le fond de chambre, le plan de sortie, les tubes en quartz et les deux plans symbolisant les fronts de flamme et de surface $A_0 = 2h\Delta R$, h étant la hauteur des tubes en quartz et $\Delta R = R_{ext} - R_{min}$ la différence des rayons extérieur et intérieur des tubes en quartz.

La vitesse absolue “moyenne” de 12 m.s^{-1} , qui correspond à une vitesse absolue turbulente de la flamme, et dont on cherche une expression dans cette section, est notée S_a^T .

Par un raisonnement identique à celui mené en section 5.2.1, les bilans sur les gaz brûlés des équations 5.9 et 5.19 s'écrivent alors :

$$\frac{dV_b}{dt} = S_a^T A_0 \quad (5.37)$$

$$\frac{dm_b}{dt} = \int_{V_{cc}} \bar{\omega}_c dV - \dot{m}_b^{out} \quad (5.38)$$

En liant ces relations avec l'équation 5.26, et en négligeant le terme de variation de la masse volumique des gaz brûlés pendant l'allumage circulaire, il vient :

$$\rho_b S_a^T A_0 = \int_{V_{cc}} \bar{\omega}_c dV - \dot{m}_b^{out} = \rho_b \{S_a\}_{res} A_{res} \quad (5.39)$$

Cette expression lie la vitesse absolue moyennée sur le front de flamme LES $\{S_a\}_{res}$ et la vitesse absolue turbulente S_a^T . Par suite :

$$S_a^T = \frac{A_{res}}{A_0} \{S_a\}_{res} = \Xi_{res} \{S_a\}_{res} \quad (5.40)$$

en utilisant la notation $\Xi_{res} = A_{res}/A_0$ introduite pour le plissement résolu en section 4.2.1 du chapitre 4. L'équation 5.36 s'écrit finalement :

Vitesse absolue turbulente

$$S_a^T = \Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_{\Delta}\}_{res} S_l^0 - \frac{\dot{m}_b^{out}}{\rho_b A_0} \quad (5.41)$$

Cette quantité est tracée à la Fig. 5.4 (voir Annexe A Fig. A.18 pour les données sur le deuxième point de fonctionnement simulé).

La partie grisée correspond aux phases (I) et (II) de l'allumage circulaire (voir la conclusion du chapitre 4 pour la description des phases de l'allumage) où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans, et pour laquelle l'évaluation du Ξ_{res} par la surface de référence A_0 n'est pas envisageable. Cette phase particulière sera davantage discutée en section 5.3.1.

Sitôt que l'arche atteint la sortie de la chambre ($t \simeq 15 \text{ ms}$, fin de la partie grisée qui correspond à la transition entre les phases (II) et (III)a), la vitesse absolue turbulente S_a^T décroît rapidement, puis augmente légèrement sur l'ensemble de la phase (III)b de l'allumage. A l'approche de la fusion des fronts (phase (III)c d'interaction à distance entre $t \simeq 40 \text{ ms}$ et $t \simeq 50 \text{ ms}$), la vitesse absolue turbulente chute brutalement, puis de façon encore plus marquée lors de la fusion des fronts (phase (IV)) jusqu'à atteindre une valeur nulle (état stationnaire, phase (V)). Ce comportement provient d'un équilibre atteint entre le premier

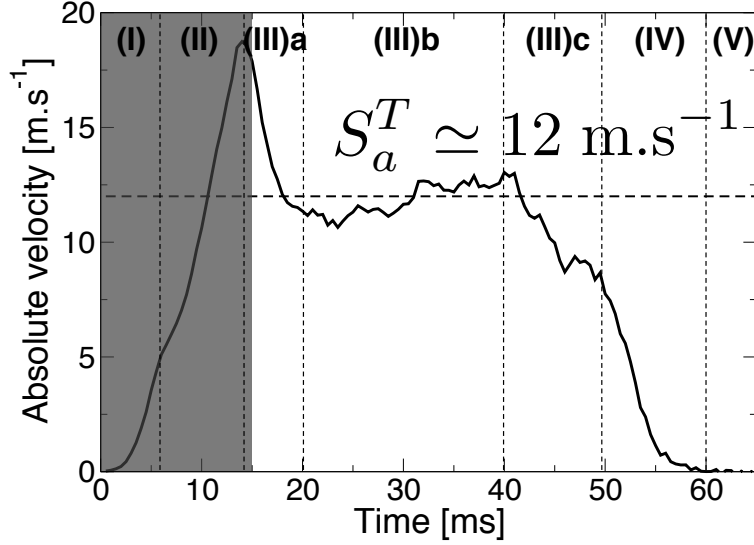


FIGURE 5.4 – Evolution de la vitesse absolue turbulente S_a^T lors de l'allumage circulaire. La partie grisée correspond aux phases (I) et (II) de l'allumage circulaire (voir section 3.4.1 du chapitre 3) où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans se propageant dans l'espace annulaire. Les traits discontinus horizontaux symbolisent la vitesse absolue turbulente moyenne sur la phase (III) de l'allumage (soit $S_a^T \simeq 12 \text{ m.s}^{-1}$). Les traits discontinus verticaux marquent les différentes phases de l'allumage circulaire (voir la conclusion du chapitre 4).

terme de l'équation 5.41 $\Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_{\Delta}\}_{res} S_l^0$ et le second $\frac{\dot{m}_b^{out}}{\rho_b A_0}$. La contribution de chacun de ces termes est tracée à la Fig. 5.5a.

Il est à noter que sur l'ensemble de la phase (III), la vitesse turbulente absolue S_a^T oscille légèrement autour d'une valeur constante (symbolisée par des traits discontinus) $S_a^T \simeq 12 \text{ m.s}^{-1}$.

Les deux termes montrent des contributions significatives sur l'ensemble de l'allumage circulaire. Sur les phases (III)b et (III)c de l'allumage, les deux termes suivent une évolution très similaire, comme le montrent les régressions linéaires de chaque courbe, ce qui implique que la vitesse absolue turbulente S_a^T suit une évolution quasi-constante sur cet intervalle, comme le montre la Fig. 5.4. Le second terme $\frac{\dot{m}_b^{out}}{\rho_b A_0}$ est nul dans un premier temps car les gaz brûlés n'ont pas encore atteint le plan de sortie. ρ_b et A_0 étant des constantes, son évolution croissante est donnée par le débit de gaz brûlés en sortie de chambre \dot{m}_b^{out} , dont le tracé est disponible à la Fig. 5.2.

En enlevant la contribution du facteur de plissement résolu Ξ_{res} du premier terme, on obtient la courbe tracée à la Fig. 5.5b. Il représente le produit de trois quantités : la vitesse de flamme laminaire S_l^0 , qui est une constante, le rapport des masses volumiques ρ_u/ρ_b , constant également, et le plissement résolu moyenné sur la surface LES qui peut être considéré comme constant en première approche (voir section 4.2.1 du chapitre 4). Ainsi, l'évolution crois-

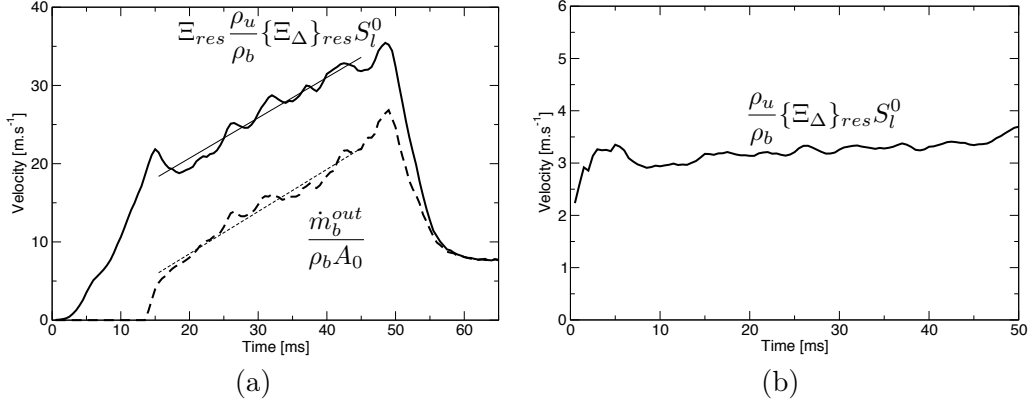


FIGURE 5.5 – (a) Evolution des contributions des termes de l'équation 5.41. $\Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_{\Delta}\}_{res} S_l^0$ est représenté en trait continu épais; $\Xi_{res} \frac{\dot{m}_b^{out}}{\rho_b A_0}$ est symbolisé par des traits discontinus épais. Les traits fins correspondent aux régressions linéaires de chaque courbe entre $t = 15$ ms et $t = 45$ ms; (b) Evolution du terme $\frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_{\Delta}\}_{res} S_l^0$ de l'équation 5.41 sans le plissement résolu Ξ_{res} en facteur.

sante du premier terme de l'équation 5.41 est donnée par le plissement résolu Ξ_{res} .

Finalement, l'expression déterminée pour la vitesse absolue turbulente (Eq. 5.41) permet de reproduire la vitesse de propagation observée au chapitre 4, et constitue une expression générale pour toute flamme se propageant dans un système ouvert fonctionnant en combustion prémélangée. Tous les éléments ayant une influence dans la propagation de la flamme sont représentés :

- La vitesse de flamme laminaire S_l^0 permet de prendre en compte le type de combustible utilisé, les conditions thermodynamiques ainsi que la richesse du mélange ;
- Le ratio de densité ρ_u/ρ_b permet de considérer l'expansion volumétrique des gaz brûlés (évoquée en section 4.3 du chapitre 4) ;
- \dot{m}_b^{out} permet de prendre en compte l'évacuation des gaz par la sortie ;
- $\Xi_{res} \{\Xi_{\Delta}\}_{res}$ est assimilable au plissement total de la flamme (noté Ξ_{tot}) dans la simulation numérique. Ce terme varie notamment avec la surface résolue A_{res} , qui est une quantité difficile à estimer car elle dépend en partie du modèle de combustion et de la configuration étudiée. Ce paramètre A_{res} sera donc une donnée d'entrée du problème, directement issue de la simulation numérique.

5.3 Modèle pour la vitesse absolue turbulente d'un allumage circulaire en conditions prémélangées

Une connaissance du débit de gaz brûlés en sortie de domaine \dot{m}_b^{out} est également nécessaire afin de déterminer la vitesse absolue turbulente S_a^T . Ce terme,

dont l'évolution n'est pas évidente *a priori* (voir Fig. 5.2), apparaît néanmoins lors de l'écriture du bilan de masse sur la chambre complète (volume V_{cc}). Il s'écrit :

$$\frac{dM}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{V_{cc}} \rho dV = - \int_{A_{cc}} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA \quad (5.42)$$

En notant que le volume complet de la chambre s'écrit comme la somme du volume de gaz frais et celui de gaz brûlés $V_{cc} = V_u + V_b$, et en notant \dot{m}^{in} le débit total de gaz frais en entrée de domaine et \dot{m}^{out} le débit total de gaz (frais et brûlés) en sortie, il vient :

$$\frac{d}{dt} (\rho_b V_b + \rho_u V_u) = \dot{m}^{in} - \dot{m}^{out} \quad (5.43)$$

En notant que

$$\frac{d}{dt} (V_u) = \frac{d}{dt} (V_{cc} - V_b) = - \frac{dV_b}{dt}$$

il vient :

$$(\rho_b - \rho_u) \frac{dV_b}{dt} = \dot{m}^{in} - \dot{m}^{out} \quad (5.44)$$

En utilisant l'équation 5.37, le débit total en sortie de chambre s'écrit finalement (en notant \dot{m}_b^{out} et \dot{m}_u^{out} les débits en sortie pour les gaz respectivement brûlés et frais) :

Débit massique en sortie de chambre annulaire

$$\dot{m}^{out} = \dot{m}^{in} + (\rho_u - \rho_b) A_0 S_a^T = \dot{m}_b^{out} + \dot{m}_u^{out} \quad (5.45)$$

Ce bilan de masse sera d'abord exploité sur la phase d'expansion du noyau et de propagation en arche de la flamme (phases (I) et (II)) dans un premier temps afin de vérifier la consistance des expressions obtenues et proposer un modèle pour la vitesse absolue turbulente S_a^T ; puis, la phase de propagation en deux fronts (phase (III)) est abordée. Il est montré en outre que le bilan de masse ne suffit pas à fermer le problème, et un bilan de quantité de mouvement vient compléter le système d'équations. Un modèle pour la vitesse absolue turbulente S_a^T sur la phase (III) est finalement proposé.

5.3.1 Modèle pour la phase d'expansion du noyau et de propagation en arche

5.3.1.1 Simplification géométrique des phases (I) et (II)

La section 5.2.3 fait état d'une expression pour la vitesse absolue turbulente (équation 5.41) applicable pour toute flamme pré-mélangée semi-confinée. Les

phases (I) et (II), qui n'ont jusqu'ici pas été approfondies, correspondent néanmoins à cette configuration. Un schéma de principe de ces phases est disponible à la Fig. 5.6.

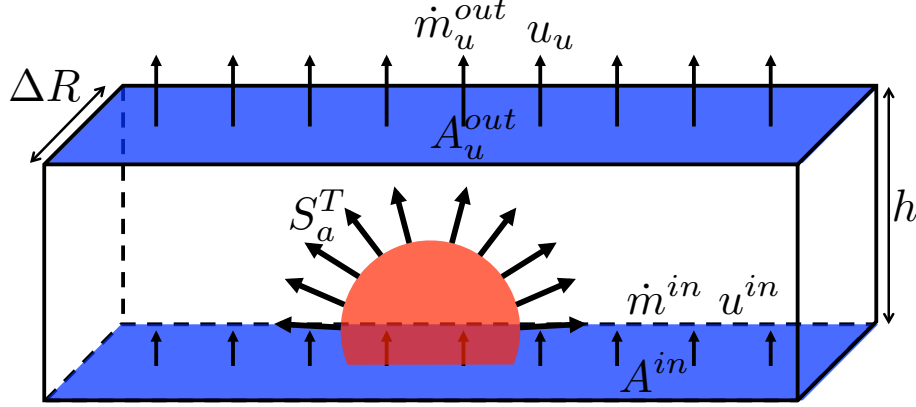


FIGURE 5.6 – Schéma simplifié du volume de contrôle de la Fig. 4.3a pour les phases (I) et (II) de la propagation. Les surfaces bleues représentent les gaz frais ; la surface rouge matérialise le front de flamme. Les notations utilisées dans la section 5.3 sont rassemblées sur cette figure.

Les surfaces bleues représentent les surfaces de passage de gaz frais. Le front de flamme se propageant en forme de sphère puis d'arche est matérialisé par une surface rouge. Les notations utilisées dans cette section sont les suivantes :

- S_a^T est la vitesse absolue turbulente ;
- \dot{m}_u^{out} correspond au débit de gaz frais au niveau du plan de sortie de la chambre ;
- \dot{m}^{in} est le débit de gaz frais injecté dans la chambre ;
- u_u désigne la vitesse débitante projetée sur l'axe x des gaz frais ;
- u^{in} est la vitesse débitante projeté sur l'axe x du gaz injecté dans la chambre ;
- A_u^{out} représente la surface au niveau du plan de sortie des gaz frais ;
- A^{in} correspond à la surface du plan d'entrée des gaz dans la chambre (soit le fond de chambre et la sortie des tubes des tourbillonneurs) ;
- h et ΔR sont respectivement la hauteur de la chambre et la distance entre les rayons des tubes en quartz.

La différence majeure avec la phase (III) réside dans le fait qu'il n'existe pas de débit de gaz brûlés en sortie de chambre, mais seulement un effet de chasse des gaz frais dû à l'expansion volumétrique des gaz brûlés à l'intérieur de la chambre. L'équation 5.41 devient donc :

$$S_a^T = \Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_{\Delta}\}_{res} S_l^0 = \frac{\rho_u}{\rho_b} \Xi_{tot} S_l^0 \quad (5.46)$$

Dans cette équation, le facteur de plissement Ξ_{res} reste inconnu, car la surface de référence A_0 est difficile à choisir. En effet, la flamme se déployant d'abord en forme de sphère dont le rayon varie au cours du temps, puis en forme d'arche,

la flamme ne peut pas être facilement assimilable à une figure géométrique de surface constante pendant les phases (I) et (II). Il est néanmoins possible d'inclure l'équation de la vitesse absolue turbulente S_a^T dans le bilan de masse afin de vérifier la validité et la consistance de l'expression obtenue.

5.3.1.2 Bilan de masse des phases (I) et (II)

Dans le cas des phases (I) et (II), le débit de sortie total \dot{m}^{out} est égal au débit de gaz frais \dot{m}_u^{out} . En combinant les équations 5.45 et 5.46, il vient :

$$\dot{m}_u^{out} = \dot{m}^{in} + (\rho_u - \rho_b) \frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_\Delta\}_{res} S_l^0 A_{res} \quad (5.47)$$

Cette expression a la particularité de ne pas dépendre de la surface de référence A_0 , dont il a été expliqué ci-avant qu'il était difficile de la déterminer pour les phases (I) et (II).

Par suite, la vitesse axiale moyenne des gaz frais en sortie de chambre peut être déterminée, puisque la surface de sortie n'est composée exclusivement que de gaz frais ($A_u = A^{out}$) :

$$u_u = \frac{\dot{m}_u^{out}}{\rho_u A^{out}} \quad (5.48)$$

Le débit de gaz frais \dot{m}_u^{out} , la vitesse axiale moyenne des gaz frais u_u et leur modèle pour les phases (I) et (II) (Eqs. 5.47 et 5.48 respectivement) sont tracés aux Figs. 5.7a-b.

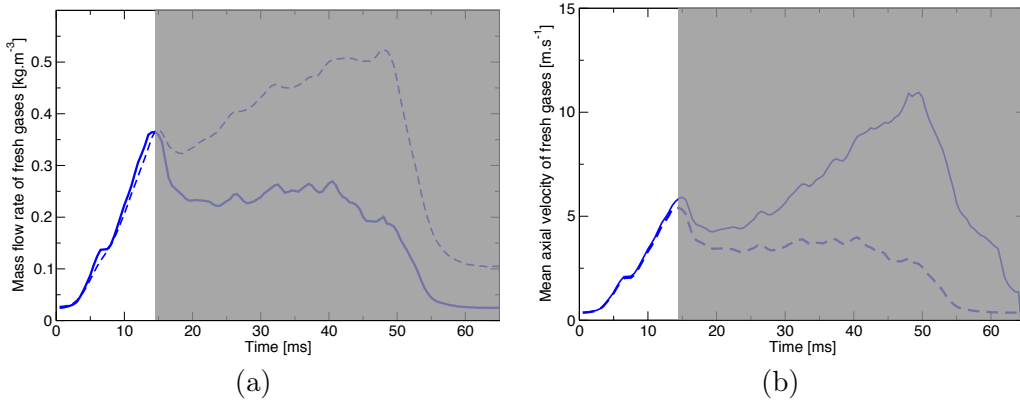


FIGURE 5.7 – Evolution en sortie de chambre annulaire pour les phases (I) et (II) de l'allumage circulaire : (a) du débit de gaz frais issu de la simulation numérique (trait continu) et modèle (Eq. 5.47 traits discontinus) ; (b) de la vitesse axiale moyenne des gaz frais issue de la simulation numérique (trait continu) et modèle (Eq. 5.48 traits discontinus). La partie grisée correspond aux phases (III), (IV) et (V) de l'allumage circulaire où les équations 5.47 et 5.48 ne sont pas applicables.

Les données issues de la simulation numérique sont présentées en trait continu, les modèles (Eqs. 5.47 et 5.48) sont représentés en traits discontinus. La partie

grisée correspond à la phase (III) de l'allumage (phase (III), voir section 3.4.1 du chapitre 3) où les modèles ne sont pas applicables du fait de la présence de gaz brûlés en sortie de chambre.

Sur les phases (I) et (II), l'équation 5.47 permet de reproduire fidèlement l'évolution des débit et vitesse des gaz frais en sortie de chambre. Le débit et la vitesse initiale ($t = 0$ ms) sont correctement reproduits, à l'instar des quantités maximales atteintes lorsque l'arche atteint la sortie de la chambre ($t \simeq 15$ ms). L'expression 5.41 est donc validée sur les premiers instants de l'allumage, ce qui indique par suite que la vitesse absolue turbulente peut ainsi être déterminée, avec un choix pertinent de la surface de référence A_0 qui permet d'évaluer correctement le facteur de plissement résolu Ξ_{res} .

5.3.1.3 Modèle pour la vitesse absolue turbulente sur la phase (I)

Dans les tout premiers instants (phase (I)), la flamme peut être assimilée à une sphère de rayon équivalent $R_0(t)$ s'étendant au fur et à mesure que le processus d'allumage progresse, telle que $A_0 = 4\pi R_0^2(t)$. La flamme se propage ensuite en forme d'arche (phase (II)), qui nécessite un modèle plus élaboré afin d'évaluer correctement le facteur Ξ_{res} .

L'assimilation de la surface de flamme à une sphère est le modèle le plus simple dans un premier temps. Le volume de gaz brûlés V_b et la surface résolue A_{res} peuvent s'écrire en fonction du rayon de sphère équivalente R_0 , tels que :

$$\begin{cases} V_b = \frac{4}{3}\pi R_0^3 \\ A_{res} = \Xi_{res}A_0 = \Xi_{res}4\pi R_0^2 \end{cases} \quad (5.49)$$

Le rapport $\Xi_{res} = A_{res}/A_0$ (voir Fig. 5.8a) est alors connu, et l'équation 5.46 donne la vitesse absolue turbulente pour la phase (I) (voir Fig. 5.8b).

Le plissement résolu Ξ_{res} calculé avec l'approximation sphérique augmente brutalement sur la phase (I), ce qui est consistant avec l'augmentation de la surface de flamme résolue due à l'interaction du noyau d'allumage parfaitement sphérique avec la turbulence issue des tourbillonneurs, jusqu'à un maximum de $\Xi_{res} \simeq 2$ (à $t \simeq 7$ ms, qui constitue la limite de validité de la représentation de la surface de référence A_0 par une sphère).

La vitesse absolue turbulente S_a^T suit la même évolution que le plissement résolu Ξ_{res} (puisque les deux termes sont proportionnels d'après l'équation 5.46), avec un maximum de vitesse à la fin de l'expansion du noyau $S_a^T \simeq 5.5$ m.s⁻¹.

Concernant la phase (II), la surface de flamme résolue forme une arche limitée par le fond de chambre et les tubes en quartz, et s'apparente donc à une géométrie courbe. Cette surface étant difficile à estimer, *a fortiori* au cours du temps, l'analyse présente se limite donc à la propagation de la flamme en forme de sphère, soit uniquement la phase (I).

La Table 5.1 récapitule les paramètres en entrée et en sortie du modèle pour les phases (I) et (II).

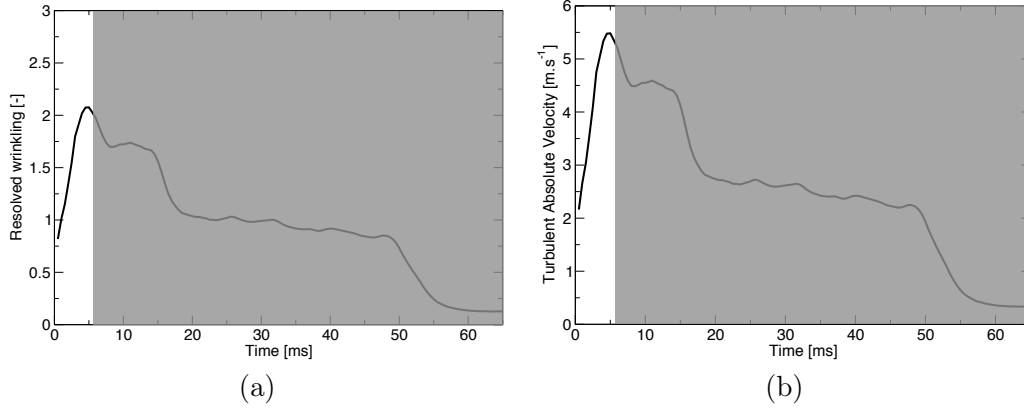


FIGURE 5.8 – Evolution au cours du temps pour la phase (I) de l'allumage circulaire : (a) du facteur de plissement résolu Ξ_{res} ; (b) de la vitesse absolue turbulente S_a^T . La zone grisée correspond aux phases de l'allumage où la surface de référence A_0 ne peut être assimilée à une sphère.

TABLE 5.1 – Table récapitulative des données en entrée et sortie pour le modèle de propagation des phases (I) et (II).

Phase	Donnée d'entrée	Donnée en sortie
(I)	Ξ_{tot}	S_a^T
(II)	Ξ_{tot} difficile	-

Dans le cas de la phase (III) de l'allumage, bien que le modèle géométrique choisi pour la surface de référence soit plus simple (deux plans verticaux pendant toute la phase jusqu'à la fusion des fronts), la détermination d'un modèle pour la vitesse absolue turbulente est plus complexe, car la présence d'un débit de gaz brûlés en sortie vient ajouter un degré de liberté supplémentaire au problème, ce qui nécessite davantage d'investigations afin de fermer le problème.

5.3.2 Modèle pour la phase de propagation de deux fronts

5.3.2.1 Simplification géométrique de la phase (III)

En section 5.2, les deux fronts de flamme ont été assimilés à deux plans se déplaçant à la vitesse absolue de flamme turbulente S_a^T . Le volume de contrôle présenté à la Fig. 4.3a peut être schématisé comme à la Fig. 5.9.

Les surfaces bleues représentent les surfaces de passage de gaz frais, la surface grise symbolise l'éjection des gaz brûlés à l'atmosphère. Les deux fronts de flamme sont matérialisés par deux surfaces rouges. Les mêmes notations que celles introduites en section 5.3.1 sont utilisées, avec en complément les notations suivantes :

- \dot{m}_b^{out} correspond au débit de gaz brûlés au niveau du plan de sortie de la chambre ;

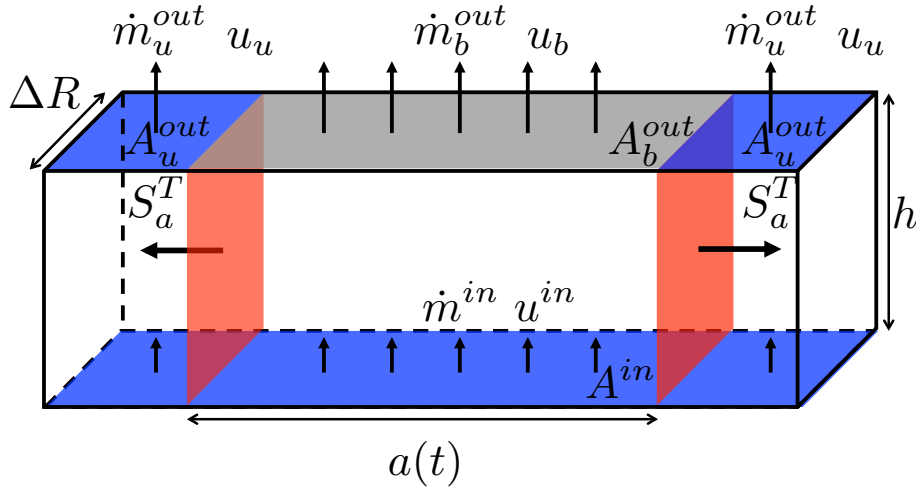


FIGURE 5.9 – Schéma simplifié du volume de contrôle de la Fig. 4.3a. Les surfaces bleues représentent les gaz frais ; la surface grise symbolise les gaz brûlés ; les surfaces rouges matérialisent les fronts de flamme. Les notations utilisées dans la section 5.3 sont rassemblées sur cette figure.

- u_b désigne la vitesse débitante projetée sur l'axe x des gaz brûlés ;
- A_b^{out} représente la surface au niveau du plan de sortie des gaz brûlés ;
- $a(t)$ est la distance séparant les deux fronts de flamme du côté des gaz brûlés.

5.3.2.2 Bilan de masse de la phase (III)

Sur la phase (III), le débit de gaz brûlés \dot{m}_b^{out} est l'inconnue qu'il convient de déterminer afin de fermer l'équation 5.41. Le bilan de masse écrit précédemment en Eq. 5.45 peut être appliqué au cas de la phase (III) de l'allumage ; cependant, il fait intervenir une nouvelle inconnue, qui est le débit de gaz frais \dot{m}_u^{out} . Afin de vérifier la consistance de l'équation 5.45 sur la phase (III), la vitesse absolue turbulente S_a^T peut être fixée à 12 m.s^{-1} en première approche. Le débit de gaz total \dot{m}^{out} peut être évalué, et est tracé à la Fig. 5.10.

Sur la phase (III), le débit total de gaz en sortie de chambre (courbe verte) oscille autour d'une valeur moyenne qui est bien reproduit par l'équation 5.45 (représentée en traits discontinus). Le bilan de masse permet ainsi de déterminer une expression approximée pour le débit total de gaz en sortie de chambre.

Cependant, la vitesse absolue turbulente S_a^T n'étant *a priori* pas connue, il est nécessaire d'inclure son expression complète (équation 5.41) dans le bilan de masse. En remarquant que le débit total de gaz en sortie peut être décomposé en un débit de gaz frais et un débit de gaz brûlés, le système d'équations complet

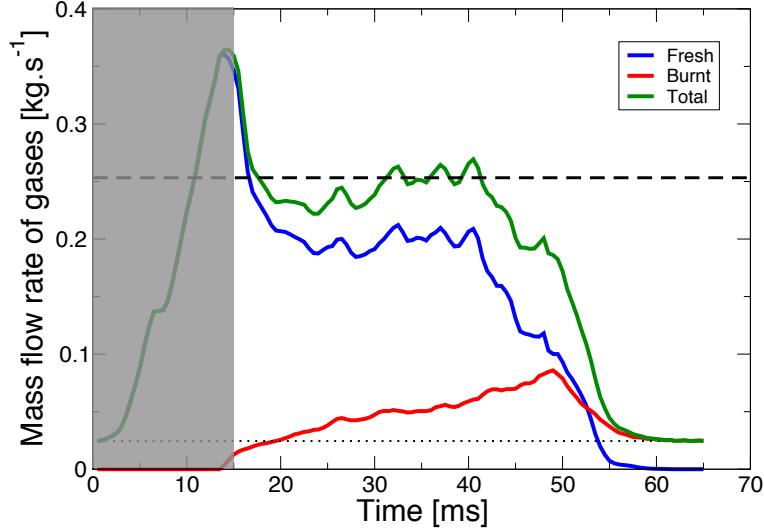


FIGURE 5.10 – Même légende que la Fig. 4.25. Les traits discontinus représentent l'approximation pour le débit total de gaz (courbe verte); les pointillés symbolisent le débit nominal. La partie grisée correspond aux phases (I) et (II) de l'allumage circulaire (voir section 3.4.1 du chapitre 3) où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans se propageant dans l'espace annulaire.

s'écrit ainsi :

$$\begin{cases} S_a^T = \Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{\Xi_\Delta\}_{res} S_l^0 - \frac{\dot{m}_b^{out}}{\rho_b A_0} \\ \dot{m}^{out} = \dot{m}^{in} + (\rho_u - \rho_b) S_a^T A_0 \\ \dot{m}^{out} = \dot{m}_u^{out} + \dot{m}_b^{out} = \rho_u u_u A_u^{out} + \rho_b u_b A_b^{out} \end{cases} \quad (5.50)$$

Ce système comporte ainsi 3 équations et 6 inconnues (à savoir S_a^T , \dot{m}^{out} , u_u , A_u^{out} , u_b et A_b^{out}). Le degré de liberté supplémentaire que constitue la présence de gaz brûlés en sortie implique des disparités dans le comportement des gaz. Dès lors, il vient qu'une connaissance détaillée des gaz frais (u_u , A_u) ou des gaz brûlés (u_b , A_b) permet de fixer le degré de liberté supplémentaire, et ainsi de fermer le système.

5.3.2.3 Surface occupée par les gaz en sortie

La surface occupée par les gaz brûlés en sortie (surface grisée à la Fig. 5.9) est assimilable à un rectangle de largeur ΔR et de longueur variable au cours de l'allumage notée $a(t)$. Elle s'écrit donc :

$$A_b^{out} = \Delta R a(t) \quad (5.51)$$

Cette longueur $a(t)$ s'étend dans les deux directions à la vitesse S_a^T , sa variation au cours du temps s'écrit ainsi :

$$\frac{da}{dt} = 2S_a^T \quad (5.52)$$

ce qui implique :

Taux de variation de la surface de gaz brûlés en sortie de chambre

$$\frac{dA_b^{out}}{dt} = 2\Delta R S_a^T \quad (5.53)$$

En notant t_0 l'instant du début de la phase (III) de l'allumage et en supposant S_a^T constant en première approche, l'intégration de l'équation 5.52 donne :

$$a(t) = 2S_a^T(t - t_0) + a_0 \quad (5.54)$$

où a_0 désigne la distance qui sépare les deux fronts de flamme à la fin de la phase de propagation en arche. En injectant cette expression dans l'équation 5.51 :

$$A_b^{out} = \Delta R (2S_a^T(t - t_0) + a_0) = 2\Delta R S_a^T(t - t_0) + A_b^0 \quad (5.55)$$

avec $A_b^0 = \Delta R a_0$ la surface occupée par les gaz brûlés au début de la phase (III) de l'allumage.

La quantité totale de gaz en sortie correspondant à l'approximation choisie à la Fig. 5.9 peut s'écrire :

$$A^{out} = A_b^{out} + A_u^{out} = \Delta R (2\pi R_m) \quad (5.56)$$

soit encore :

Surface de gaz frais en sortie de chambre

$$A_u^{out} = \Delta R (2\pi R_m) - A_b^{out} \quad (5.57)$$

avec R_m le rayon moyen correspondant au développement de la chambre tel que $R_m = R_{in} + \Delta R/2 = R_{out} - \Delta R/2$. En conservant l'hypothèse de la vitesse absolue turbulente S_a^T constante, une expression pour la surface occupée par les gaz frais en sortie peut s'écrire en combinant les équations 5.55 et 5.56 :

$$A_u^{out} = 2\Delta R (\pi R_m - S_a^T(t - t_0)) - A_b^0 \quad (5.58)$$

Finalement, les variations de surface occupée par les gaz brûlés et frais en sortie de chambre peuvent être modélisées par deux droites de coefficient directeur respectivement égaux à $2\Delta R S_a^T$ et $-2\Delta R S_a^T$.

Les paramètres t_0 et A_b^0 proviennent d'un recalage arbitraire afin de fixer les droites. Leur valeur respective est $t_0 = 0.0105$ s et $A_b^0 = 0.0126$ m².

Ces approximations sont tracées à la Fig. 5.11.

La tendance générale des courbes représentant les surfaces occupées par les gaz frais (bleu) et brûlés (rouge) en sortie de chambre est bien représentée par

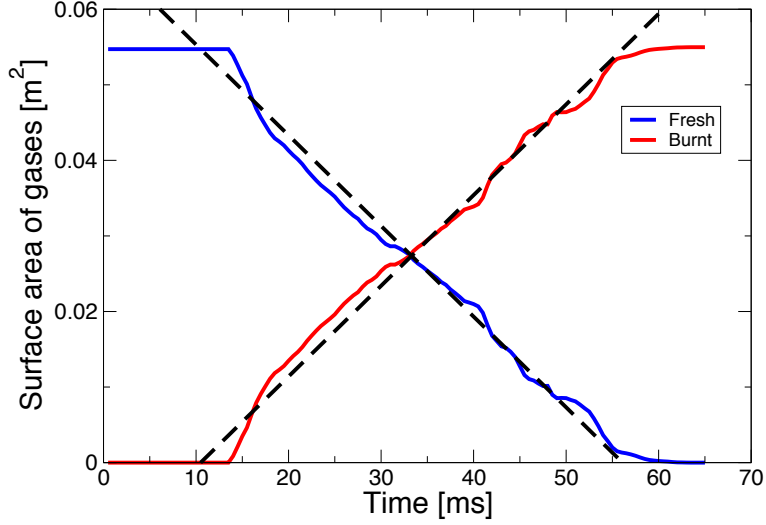


FIGURE 5.11 – Même légende que la Fig. 4.24. Les traits discontinus représentent les modèles pour les gaz brûlés (courbe rouge) et les gaz frais (courbe bleu).

les équations 5.58 et 5.55. Avec les modèles choisis, les fronts de flamme sont donc assimilables à deux segments de droite évoluant à une vitesse de 12 m.s^{-1} pendant le processus d'allumage au niveau du plan de sortie de la chambre. Cependant, il convient de rappeler que le but étant de déterminer l'évolution de la vitesse absolue turbulente S_a^T au cours du processus d'allumage circulaire, l'hypothèse S_a^T constante n'est pas rigoureusement exacte. Il est donc plus consistant d'ajouter au système 5.50 l'équation 5.53 pour la surface des gaz brûlés en sortie, et l'équation 5.57 pour celle des gaz frais. Ainsi, il vient :

$$\begin{cases} S_a^T = \Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{ \Xi_{\Delta} \}_{res} S_l^0 - \frac{\dot{m}_b^{out}}{\rho_b A_0} \\ \dot{m}^{out} = \dot{m}^{in} + (\rho_u - \rho_b) S_a^T A_0 \\ \dot{m}^{out} = \dot{m}_u^{out} + \dot{m}_b^{out} = \rho_u u_u A_u^{out} + \rho_b u_b A_b^{out} \\ \frac{dA_b^{out}}{dt} = 2\Delta R S_a^T \\ A_u^{out} = \Delta R (2\pi R_m) - A_b^{out} \end{cases} \quad (5.59)$$

Le nombre d'inconnues est désormais de 4 pour un jeu de 3 équations restantes. Il reste alors à déterminer la vitesse axiale des gaz brûlés u_b (ou celle des gaz frais u_u) afin de fermer le système d'équations 5.50. A ce titre, un bilan de quantité de mouvement est ajouté au système.

5.3.2.4 Bilan de quantité de mouvement sur la chambre

Expression exacte sur la chambre

Le bilan de quantité de mouvement sur la chambre s'écrit (en conservant les

mêmes notations V_{cc} et A_{cc} choisies en section 5.2) :

$$\int_{V_{cc}} \frac{\partial}{\partial t} \rho \mathbf{v} dV + \int_{A_{cc}} \rho \mathbf{v} (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dA = - \int_{A_{cc}} p \mathbf{n} dA + \int_{A_{cc}} \boldsymbol{\tau} \cdot \mathbf{n} dA + \int_{V_{cc}} \rho \mathbf{g} dV \quad (5.60)$$

Dans cette équation, les forces de volume liées à la gravité $\int_{V_{cc}} \rho \mathbf{g} dV$ ne sont pas prises en compte dans la simulation numérique (car elles sont négligeables devant les autres forces en présence). Ce terme est donc nul.

En projetant l'équation 5.60 sur l'axe \mathbf{x} , il vient :

$$\underbrace{\frac{d}{dt} \int_{V_{cc}} \rho v_x dV}_{(A)} + \underbrace{\int_{A_{cc}} \rho v_x (\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}) dA}_{(B)} + \underbrace{\int_{A_{cc}} p \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n} dA}_{(C)} - \underbrace{\int_{A_{cc}} \boldsymbol{\tau} \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n} dA}_{(D)} = 0 \quad (5.61)$$

Les contributions de chaque termes (instationnaire, flux de quantités de mouvement, de pression et des forces de frottement) sont tracés à la Fig. 5.12.

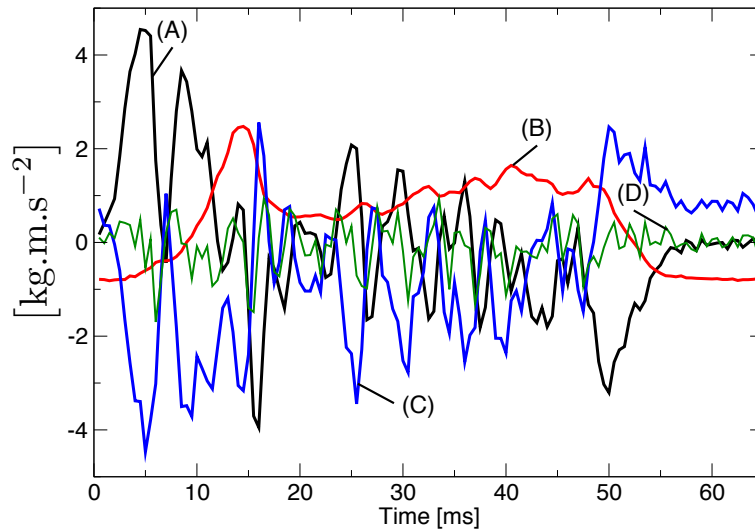


FIGURE 5.12 – Evolution des différents termes du bilan de quantité de mouvement appliqué à la chambre annulaire. La signification de chaque terme est donnée en Eq. 5.61.

La courbe noire représente le terme instationnaire ; la courbe rouge représente les flux de quantité de mouvement axiaux ; la courbe bleue correspond au terme de pression ; la courbe verte représente le terme des forces de frottements. Il oscille autour de la valeur nulle 0, avec à une amplitude qui représente la contribution la moins importante des 4 quantités tracées. Il est donc raisonnable de s'affranchir des forces issues des contraintes visqueuses en première approche. Le terme de flux de quantité de mouvement augmente assez brutalement jusqu'à atteindre un maximum, ce qui correspond à l'arrivée en haut de la chambre de

l'arche. Puis, une augmentation légère est observée, liée à l'augmentation de la vitesse axiale des gaz en sortie (voir chapitre 4) avant une décroissance vers l'état stationnaire après la fusion des fronts.

Le terme de pression est très bruité à cause des perturbations acoustiques présentes dans la chambre, liées à la flamme et à son déplacement au sein de l'espace annulaire lorsqu'elle allume les injecteurs les uns après les autres.

Ces oscillations se retrouvent donc également sur le terme instationnaire, qui est le complément des trois autres décrits ci-avant, puisque le code conserve la quantité de mouvement.

Approximation des termes du bilan

Le premier terme de l'équation 5.61 fait état d'une intégrale sur le volume complet de la chambre V_{cc} , qui peut être décomposée en une intégrale sur le volume de gaz brûlés V_b et d'une autre sur le volume de gaz frais V_u . Le deuxième terme représente les flux de quantité de mouvement axiale passant à travers la surface A_{cc} , c'est-à-dire à travers le fond de chambre, le plan de sortie et les murs. L'intégrale est nulle sur les murs car ils sont imperméables. Quant au terme de pression, le produit scalaire sur les murs s'écrit $\mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n} = \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{e}_r = 0$, avec \mathbf{e}_r le vecteur unitaire selon le rayon de la chambre. En négligeant le terme des contraintes visqueuses, l'équation 5.61 s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\int_{V_u} \rho_u v_{x_u} dV + \int_{V_b} \rho_b v_{x_b} dV \right] + \int_{A^{out}} \rho v_x^2 dA - \int_{A^{in}} \rho v_x^2 dA \\ = - \left[\int_{A^{out}} p \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n} dA - \int_{A^{in}} p \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n} dA \right] \end{aligned} \quad (5.62)$$

A l'instar du terme instationnaire du bilan de quantité de mouvement, le terme des flux en sortie de chambre peut être décomposé en une contribution venant des gaz brûlés et une autre venant des gaz frais. L'équation 5.62 devient :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \left[\int_{V_u} \rho_u v_{x_u} dV + \int_{V_b} \rho_b v_{x_b} dV \right] + \int_{A_b^{out}} \rho_b v_{x_b}^2 dA + \int_{A_u^{out}} \rho_u v_{x_u}^2 dA \\ - \int_{A^{in}} \rho v_x^2 dA = - \left[\int_{A^{out}} p \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n} dA - \int_{A^{in}} p \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n} dA \right] \end{aligned} \quad (5.63)$$

Le terme instationnaire de l'équation 5.63 fait intervenir les quantités v_{x_u} et v_{x_b} intégrées sur le volume de gaz respectivement frais V_u et brûlés V_b . La figure 4.18 donne un aperçu sur une coupe cylindrique de la vitesse axiale dans la chambre. En première approche, la vitesse axiale peut être considérée comme uniforme dans chaque volume (frais et brûlés), et semble pouvoir être assimilée à la vitesse axiale sur le plan de sortie (u_u côté gaz frais et u_b côté gaz brûlés). Ainsi, l'intégrale volumique $\int_{V_u} \rho_u v_{x_u} dV$ est approximée par le produit de la masse volumique par la vitesse axiale moyenne en sortie par le volume de gaz

frais $\rho_u u_u V_u$; et identiquement pour les gaz brûlés. Ainsi :

$$\begin{cases} \int_{V_u} \rho_u v_{x_u} dV \simeq \rho_u u_u V_u \\ \int_{V_b} \rho_b v_{x_b} dV \simeq \rho_b u_b V_b \end{cases} \quad (5.64)$$

Les terme de flux de gaz frais en sortie de chambre annulaire s'écrit comme l'intégrale surfacique de la masse volumique multipliée par la vitesse axiale au carré $\int_{A_u^{out}} \rho_u v_{x_u}^2 dA$. En première approximation, cette quantité est ramenée au produit du débit par la vitesse axiale moyenne $\dot{m}_u^{out} u_u$. Le même raisonnement est utilisé pour les gaz brûlés, ainsi qu'en entrée de domaine. Ainsi :

$$\begin{cases} \int_{A_u^{out}} \rho_u v_{x_u}^2 dA \simeq \dot{m}_u^{out} u_u \\ \int_{A_b^{out}} \rho_b v_{x_b}^2 dA \simeq \dot{m}_b^{out} u_b \\ \int_{A^{in}} \rho v_x^2 dA \simeq \dot{m}^{in} u^{in} \end{cases} \quad (5.65)$$

La figure 5.13 montrent les termes du bilan de quantité de mouvement exacts (i.e. directement calculés à partir des définitions sous forme intégrale à l'aide des données de la simulation numérique, courbes noires) et leurs expressions modélisées (courbes rouges).

Les termes (a) et (b) correspondent aux termes instationnaires calculés sur les volumes de gaz respectivement frais et brûlés ; les termes (c) et (d) représentent les flux en sortie sur les surfaces de gaz respectivement frais et brûlés ; enfin, le terme (e) est le flux total en entrée de domaine d'intégration.

Pour les courbes (a), (b), (c) et (d), les expressions simplifiées suivent globalement correctement la tendance des termes exacts sur la phase (III) de l'allumage. La modélisation choisie semble donc adéquate.

Les courbes (e) du flux en entrée montrent davantage de disparité. Cela est dû à la forte hétérogénéité du profil de vitesse axiale en entrée v_x , qui induit une différence entre l'intégrale exacte $\int_{A^{in}} \rho v_x^2 dA$ et son approximation $\dot{m}^{in} u^{in}$.

Coefficients correcteurs pour les termes modélisés

Afin de corriger l'erreur faite sur chaque approximation, des coefficients correcteurs sont introduits. Ils s'écrivent comme le rapport de la quantité exacte sur la quantité approximée. Pour chacun des termes tracés à la Fig. 5.13 :

$$\begin{cases} \alpha_{t_u} = \frac{\int_{V_u} \rho_u v_{x_u} dV}{\rho_u u_u V_u} \\ \alpha_{t_b} = \frac{\int_{V_b} \rho_b v_{x_b} dV}{\rho_b u_b V_b} \\ \alpha_{o_u} = \frac{\int_{A_u^{out}} \rho_u v_{x_u}^2 dA}{\dot{m}_u^{out} u_u} \\ \alpha_{o_b} = \frac{\int_{A_b^{out}} \rho_b v_{x_b}^2 dA}{\dot{m}_b^{out} u_b} \\ \alpha_i = \frac{\int_{A^{in}} \rho v_x^2 dA}{\dot{m}^{in} u^{in}} \end{cases} \quad (5.66)$$

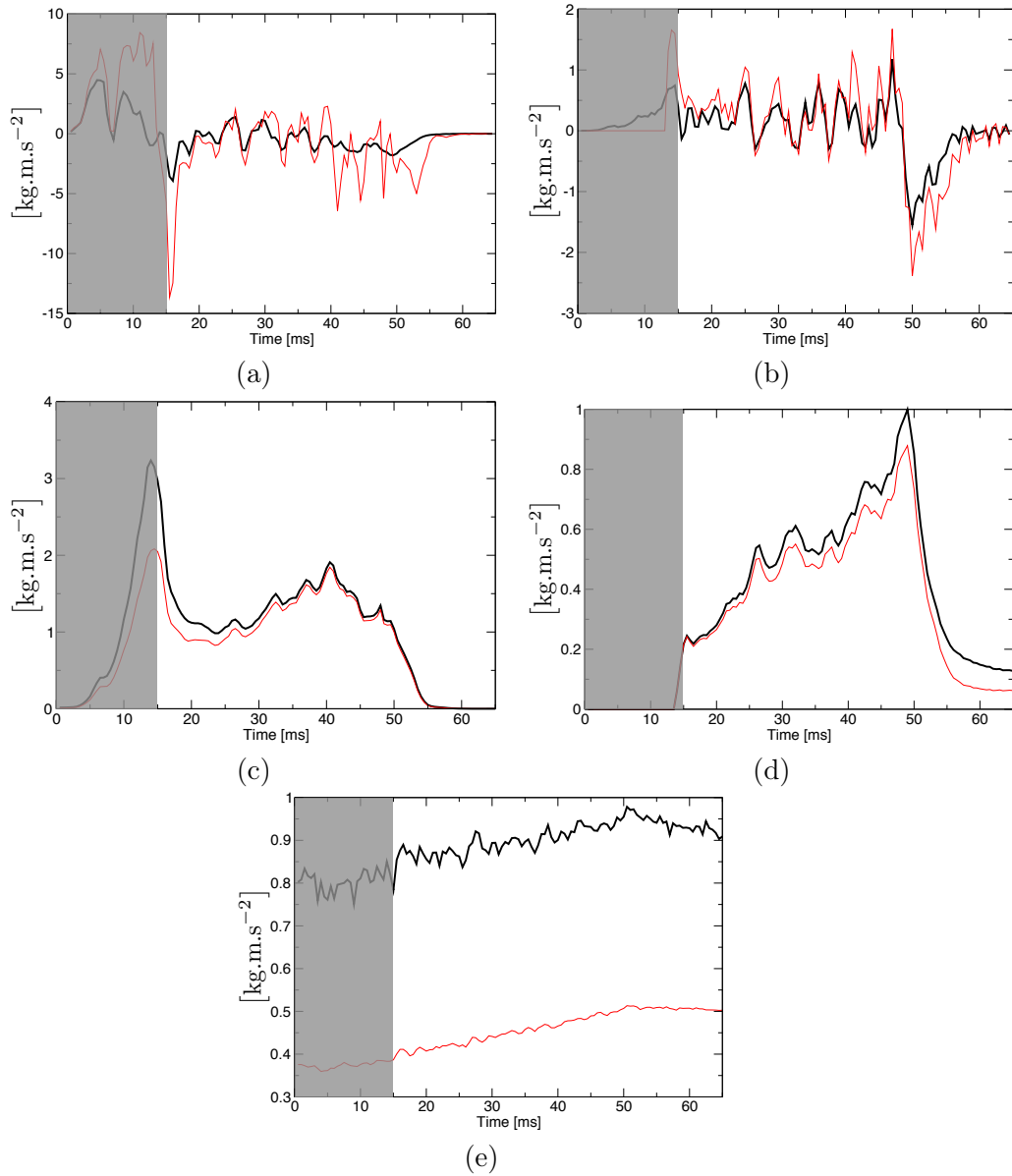


FIGURE 5.13 – Evolution sur la phase (III) de l’allumage circulaire des termes exacts du bilan de quantité de mouvement issus de la simulation numérique (courbes noires) et leur modèle respectif (courbes rouges). (a) et (b) Termes instationnaires sur les volumes de gaz respectivement frais et brûlés; (c) et (d) Flux en sortie sur les surfaces de gaz respectivement frais et brûlés; (e) Flux total en entrée. La partie grisée correspond aux phases (I) et (II) qui ne font pas l’objet d’une modélisation dans cette section.

L’équation 5.63 devient alors :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [\alpha_{t_u} \rho_u u_u V_u + \alpha_{t_b} \rho_b u_b V_b] + [\alpha_{o_u} \dot{m}_u^{out} u_u + \alpha_{o_b} \dot{m}_b^{out} u_b] - \alpha_i [\dot{m}^{in} u^{in}] \\ = - \left[\int_{A^{out}} p e_x \cdot n dA - \int_{A^{in}} p e_x \cdot n dA \right] \end{aligned} \quad (5.67)$$

TABLE 5.2 – Expression et valeurs des coefficients correcteurs du bilan de quantité de mouvement.

Coefficient	Expression	Valeur
α_{t_u}	$\frac{\int_{V_u} \rho_u v_{x_u} dV}{\rho_u u_u V_u}$	0.3
α_{t_b}	$\frac{\int_{V_b} \rho_b v_{x_b} dV}{\rho_b u_b V_b}$	0.6
α_{o_u}	$\frac{\int_{A_u^{out}} \rho_u v_{x_u}^2 dA}{\dot{m}_u^{out} u_u}$	1.2
α_{o_b}	$\frac{\int_{A_b^{out}} \rho_b v_{x_b}^2 dA}{\dot{m}_b^{out} u_b}$	1.0
α_i	$\frac{\int_{A^{in}} \rho v_x^2 dA}{\dot{m}^{in} u^{in}}$	1.95

La table 5.2 regroupe l'ensemble des valeurs des coefficients correctifs.

Modélisation du terme de pression

Le terme de pression (courbe bleue (C) de la Fig. 5.12) reste toujours à déterminer afin de compléter la modélisation de l'ensemble des termes du bilan de quantité de mouvement.

La figure 5.14a montre la pression moyenne sur le plan de sortie (noté p^{out} , trait continu) et sur le fond de chambre (noté p^{in} , traits discontinus). Le terme de pression de l'équation 5.67 ne peut donc pas être considéré comme constant sur chacune des surfaces durant l'ensemble du processus d'allumage circulaire. La figure 5.14b montre la différence de ces deux quantités.

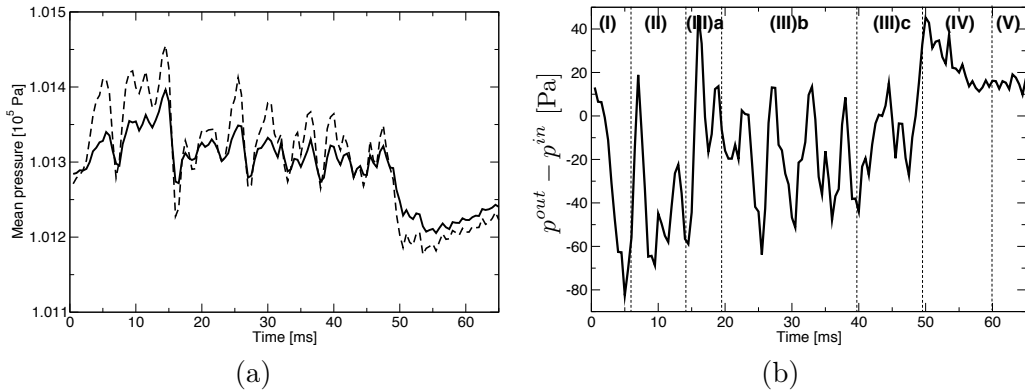


FIGURE 5.14 – (a) Evolution de la pression moyenne sur le plan de sortie A^{out} (trait continu) et sur le plan d'entrée (traits discontinus) ; (b) Evolution de la différence entre la pression moyenné sur le plan de sortie de la chambre p^{out} et la pression moyenné sur le fond de chambre p^{in} .

Sur la phase (I) de l'allumage, la différence de pression montre une augmentation brutale, liée à l'effet "bombe" précédemment décrit. Puis, le début de la phase (II) montre une baisse de cette quantité, avant de remonter. Le même

comportement, plus marqué, se produit lors de la transition entre les phases (II) et (III)a. Sur l'ensemble des phases (III)b et (III)c, elle décroît légèrement, jusqu'à subir une franche dépression au moment de la fusion des fronts (phase (IV)). Puis l'arrivée à l'état stationnaire (phase (V)) voit une stabilisation de la différence de pression entre le haut et le bas de la chambre.

La différence de pression ayant un comportement erratique sur l'ensemble des phases, une approximation simple de cette quantité n'est donc pas facile à déterminer. Plusieurs modélisations seront proposées et discutées en section 5.4. En l'état, une écriture générique $\Delta p = p^{out} - p^{in}$ a donc été choisi pour le terme de pression du bilan de quantité de mouvement. En notant que les surfaces A^{in} et A^{out} sont égales, il vient :

$$\left[\int_{A^{out}} p \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n} dA - \int_{A^{in}} p \mathbf{e}_x \cdot \mathbf{n} dA \right] = p^{out} A^{out} - p^{in} A^{in} = \Delta p A^{out} \quad (5.68)$$

Modèle pour la vitesse absolue turbulente S_a^T de la phase (III)

Le terme instationnaire de l'équation 5.67 peut s'écrire (en notant que $V_b = A_b^{out} h$ et $V_u = A_u^{out} h$) :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [\alpha_{t_u} \rho_u u_u V_u + \alpha_{t_b} \rho_b u_b V_b] &= \frac{d}{dt} [\alpha_{t_u} \rho_u u_u A_u^{out} h + \alpha_{t_b} \rho_b u_b A_b^{out} h] \\ &= h \frac{d}{dt} [\alpha_{t_u} \dot{m}_u^{out} + \alpha_{t_b} \dot{m}_b^{out}] = h \frac{d}{dt} [\alpha_{t_u} (\dot{m}^{out} - \dot{m}_b^{out}) + \alpha_{t_b} \dot{m}_b^{out}] \\ &= h \frac{d}{dt} [\alpha_{t_u} \dot{m}^{out} + (\alpha_{t_b} - \alpha_{t_u}) \dot{m}_b^{out}] \end{aligned} \quad (5.69)$$

Les coefficients correcteurs α_{t_u} et α_{t_b} déterminés ne dépendent pas du temps. En notant (en utilisant le système d'équation 5.59) que

$$\frac{d\dot{m}^{out}}{dt} = (\rho_u - \rho_b) A_0 \frac{dS_a^T}{dt}$$

et

$$\frac{d\dot{m}_b^{out}}{dt} = \rho_b \frac{du_b}{dt} A_b^{out} + \rho_b \frac{dA_b^{out}}{dt} u_b = \rho_b \frac{du_b}{dt} A_b^{out} + 2\rho_b \Delta R S_a^T u_b$$

l'équation 5.69 devient :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} [\alpha_{t_u} \rho_u u_u V_u + \alpha_{t_b} \rho_b u_b V_b] &= \alpha_{t_u} h (\rho_u - \rho_b) A_0 \frac{dS_a^T}{dt} \\ &\quad + (\alpha_{t_b} - \alpha_{t_u}) h \left[\rho_b \frac{du_b}{dt} A_b^{out} + 2\rho_b \Delta R S_a^T u_b \right] \end{aligned} \quad (5.70)$$

L'équation 5.67 s'écrit donc :

Equation différentielle pour la vitesse absolue turbulente

$$\begin{aligned} \alpha_{t_u} h (\rho_u - \rho_b) A_0 \frac{dS_a^T}{dt} + (\alpha_{t_b} - \alpha_{t_u}) \left[h \rho_b \frac{du_b}{dt} A_b^{out} + \rho_b A_0 S_a^T u_b \right] \\ = \alpha_i [\dot{m}^{in} u^{in}] - [\alpha_{o_u} \dot{m}_u^{out} u_u + \alpha_{o_b} \dot{m}_b^{out} u_b] - \Delta p A^{out} \end{aligned} \quad (5.71)$$

Il s'agit d'une équation différentielle du premier ordre. Elle a la particularité de ne pas introduire de nouvelles quantités au système d'équations 5.59, hormis la différence de pression Δp . Plusieurs solutions sont envisagées pour fixer Δp , et sont discutées en section 5.4. Dès lors, le problème est fermé, et la vitesse absolue turbulente peut être modélisée. Le système d'équations final à résoudre peut s'écrire (en reprenant le système d'équations 5.59) :

$$\begin{cases} \frac{dS_a^T}{dt} = \frac{1}{\alpha_{t_u} h (\rho_u - \rho_b) A_0} \left[-(\alpha_{t_b} - \alpha_{t_u}) \left[h \rho_b \frac{du_b}{dt} A_b^{out} + \rho_b A_0 S_a^T u_b \right] \right. \\ \left. + \alpha_i [\dot{m}^{in} u^{in}] - [\alpha_{o_u} \dot{m}_u^{out} u_u + \alpha_{o_b} \dot{m}_b^{out} u_b] - \Delta p A^{out} \right] \\ \text{avec :} \\ \dot{m}^{out} = \dot{m}^{in} + (\rho_u - \rho_b) S_a^T A_0 \\ \dot{m}_b^{out} = \rho_b u_b A_b^{out} \\ \dot{m}_u^{out} = \dot{m}^{out} - \dot{m}_b^{out} \\ u_b = \frac{A_0}{A_b^{out}} \left(\Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{ \Xi_{\Delta} \}_{res} S_l^0 - S_a^T \right) \\ u_u = \frac{\dot{m}_u^{out}}{\rho_u A_u^{out}} \\ \frac{dA_b^{out}}{dt} = 2 \Delta R S_a^T \\ A_u^{out} = A^{out} - A_b^{out} \end{cases} \quad (5.72)$$

avec les α_j disponibles en Table 5.2.

Afin de déterminer l'évolution de S_a^T sur l'ensemble de la phase (III), un solveur d'équations différentielles ordinaires a été utilisé. Cela requiert notamment de renseigner une condition initiale par sous-phase. La référence de comparaison étant la vitesse absolue turbulente calculée à partir des données de la simulation numérique (voir Fig. 5.4), les conditions initiales ont été choisies égales à la valeur exacte de S_a^T à chaque début de phase. Les valeurs sont disponibles en Table 5.3.

Le plissement total Ξ_{tot} , défini précédemment comme le produit du plissement résolu Ξ_{res} et du plissement de sous-maille moyenné sur le front LES $\{ \Xi_{\Delta} \}_{res}$, reste toujours une donnée d'entrée du problème ; à ce titre son évolution, quasi-linéaire sur chaque sous-phase de la phase (III), est issu de régressions linéaires, représentées en traits discontinus rouges à la Fig. 5.15.

La Table 5.4 récapitule les paramètres en entrée et en sortie du modèle pour la phase (III).

TABLE 5.3 – Conditions initiales de vitesse absolue turbulente pour chaque sous-phase de la phase (III).

Sous-phase	Temps initial	Condition initiale S_a^T [m.s ⁻¹]
(III)a	15 ms	17.88
(III)b	20 ms	11.35
(III)c	40 ms	13.04

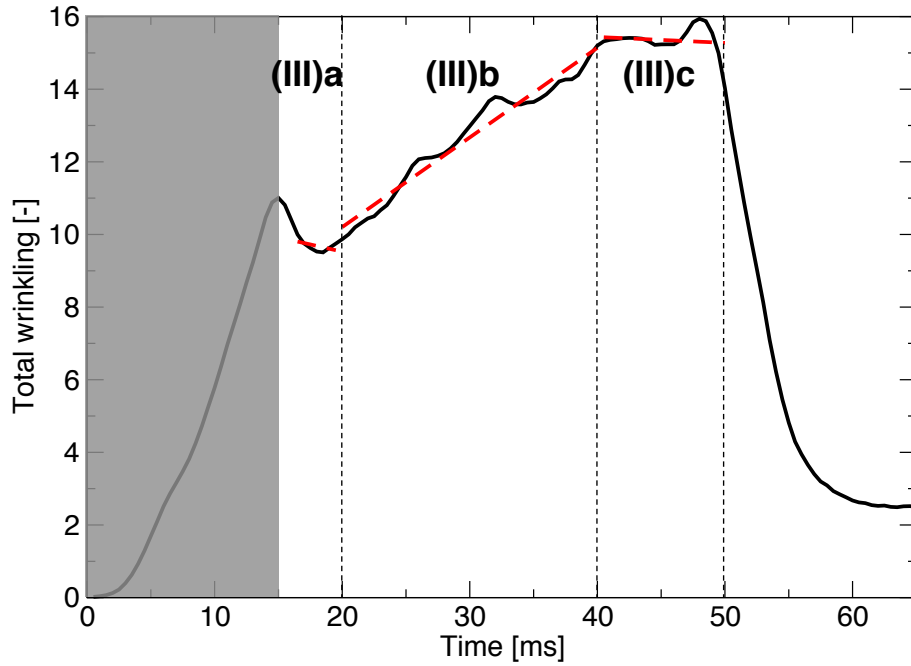


FIGURE 5.15 – Régressions linéaires sur chaque sous-phase (traits discontinus rouges) pour le plissement total Ξ_{tot} représenté en trait continu noir.

La section suivante discute la comparaison entre le modèle pour la vitesse absolue turbulente et les données issues de la simulation numérique en fonction de la modélisation choisie pour la différence de pression Δp .

5.4 Comparaisons entre le modèle et les données LES en fonction de la modélisation de Δp

La présente section fait état de différentes modélisations pour la différence de pression Δp , et des résultats obtenus sur la vitesse absolue turbulente S_a^T . Dans un premier temps, des modélisations issues des données LES sont envisagées ; puis, l'hypothèse d'écoulement à contre-courant effectuée au chapitre 4 est approfondie afin d'en déduire une modélisation pour Δp ; enfin la qualité des résultats pour chaque modélisation traitée est quantifiée (voir Table 5.5), et

TABLE 5.4 – Table récapitulative des données en entrée et sortie pour le modèle de propagation de la phase (III).

Phase	Donnée d'entrée	Donnée en sortie
(III)	Ξ_{tot}	S_a^T
	α_j	
	Δp	

une modélisation est proposée afin de fermer le modèle pour la vitesse absolue turbulente S_a^T .

5.4.1 Modélisation de la pression à partir de la LES

Une approche pragmatique afin de vérifier la consistance des expressions obtenues au système d'équations 5.72 consiste à utiliser la différence de pression Δp issue de la simulation numérique, dont l'allure est rappelée à la Fig. 5.16a. Sur la phase (III) d'intérêt, il est rappelé que les oscillations brutales (apparaissant sous forme de pics) tiennent leur origine de l'allumage successif des injecteurs tourbillonneurs. L'évolution de la vitesse absolue turbulente correspondante est donnée à la Fig. 5.16b.

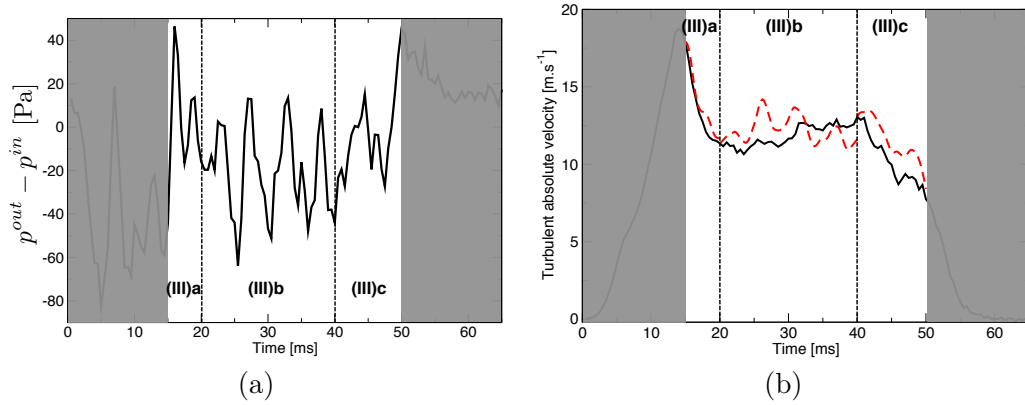


FIGURE 5.16 – (a) $\Delta p = p^{out} - p^{in}$ issue de la simulation numérique pour l'ensemble de la phase (III); (b) Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.72 et du Δp montré en (a). Les traits discontinus verticaux noirs marquent le changement de sous-phase. Les parties grisées correspondent aux phases de l'allumage circulaire non représentées par le modèle.

Sur l'ensemble de la phase (III), la vitesse absolue turbulente est globalement très bien représentée : la décroissance sur la phase (III)a, puis l'oscillation de la vitesse autour de la vitesse moyenne $S_a^T \simeq 12 m \cdot s^{-1}$, avant de décroître sur la phase (III)c. Les oscillations, qui sont liées aux variations de la différence de pression, sont similaires à celles observées dans la simulation numérique,

quoiqu'elles sont davantage amplifiées par le modèle. Le système 5.72 est donc consistant et permet une bonne représentation de la vitesse absolue turbulente S_a^T sur l'ensemble de la phase (III) de l'allumage circulaire. La différence de pression est ensuite prise nulle $\Delta p = 0$ afin de vérifier son importance dans la représentation de la vitesse absolue turbulente S_a^T par le modèle (voir Fig. 5.17a. Le résultat est tracé à la Fig. 5.17b.

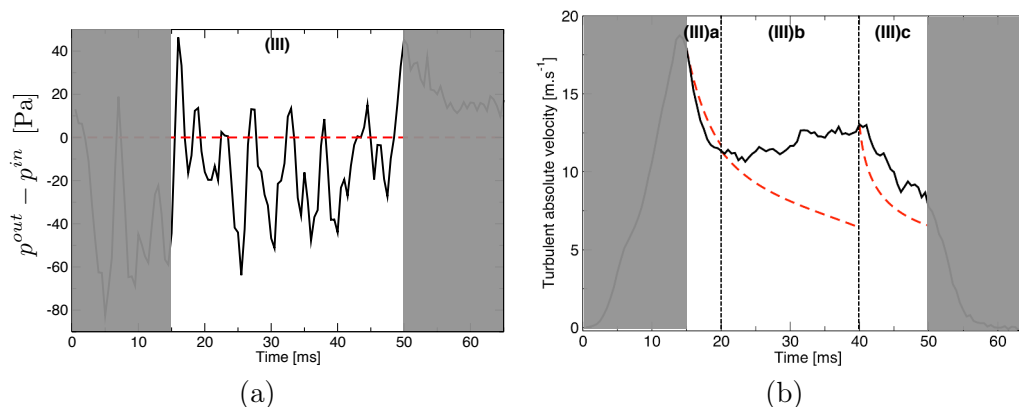


FIGURE 5.17 – (a) Modèle $\Delta p = 0$ pour l'ensemble de la phase (III) (traits discontinus rouges); (b) Même légende que la Fig. 5.16b.

La courbe représentée en trait continu noir correspond à la vitesse absolue turbulente issue des bilans effectués sur les données issues de la LES (voir section 5.2). Les courbes symbolisées en traits discontinus rouges correspondent au modèle pour cette même quantité pour chaque sous-phase de la phase (III), délimitées par des traits discontinus noirs. Les zones grisées correspondent aux phases de l'allumage circulaire où le modèle ne reproduit pas la vitesse absolue turbulente.

Sur les phases (III)a et (III)c, l'estimation $\Delta p = 0$ permet de reproduire assez correctement la vitesse absolue turbulente, notamment en terme de tendance. Cependant, sur la phase (III)b, le modèle n'est pas en mesure d'estimer de reproduire l'évolution de S_a^T ; en effet, le modèle décroît quand la quantité issue de la LES oscille autour de $12 m.s^{-1}$. Cela peut s'expliquer notamment par le comportement très erratique de la différence de pression sur cette phase (voir Fig. 5.14b), qui oscille autour d'une valeur non nulle $\Delta p \simeq -20 Pa$, tandis que sur les phases (III)a et (III)c, Δp oscille davantage autour de la valeur nulle $\Delta p \simeq 0$.

Dans un second temps, $\Delta p = -20 Pa$ est donc retenu pour la phase (III)b, et la valeur nulle est conservée sur les 2 autres sous-phases (voir Fig 5.18a). Le résultat est tracé à la Fig. 5.18b.

Le modèle montre un accord acceptable avec la vitesse absolue turbulente issue de la LES. Le niveau de $12 m.s^{-1}$ est reproduit, bien que la tendance du modèle ne coïncide pas parfaitement avec celle de la LES; en effet, la courbe du modèle croît quand la référence décroît, et inversement sur la deuxième partie de la

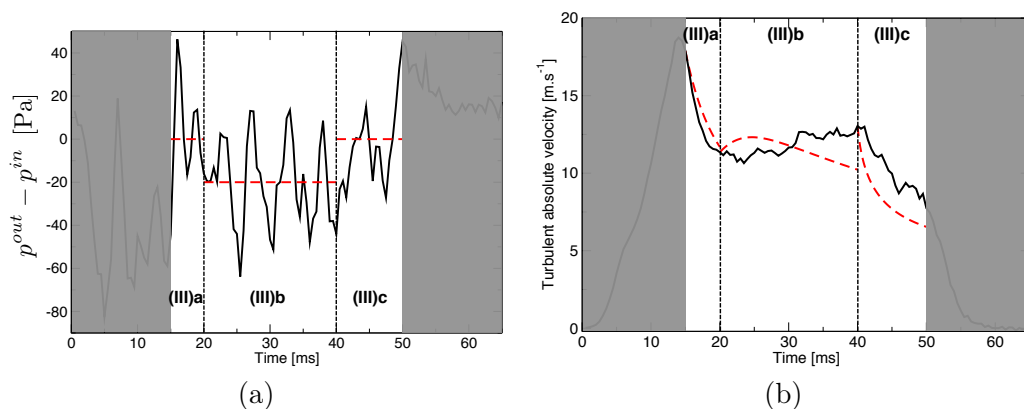


FIGURE 5.18 – (a) Modèle $\Delta p = 0$ pour les phases (III)a et (III)c et $\Delta p = -20$ Pa pour la phase (III)b (traits discontinus rouges) ; (b) Même légende que la Fig. 5.16b.

phase (III)b.

Une modélisation plus fine pour la différence de pression Δp est donc requise. A cet effet, il a été choisi d'effectuer des régressions sur les différentes sous-phases de la phase (III), et d'inclure le résultat directement dans l'équation 5.71. Les modèles issus des régressions sont disponibles aux Figs. 5.19a.

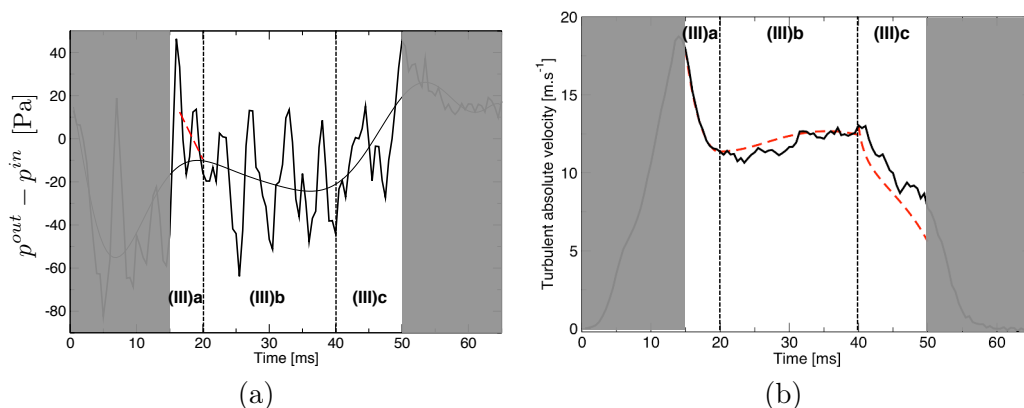


FIGURE 5.19 – (a) Modèles issus d'une régression linéaire sur la phase (III)a (traits discontinus rouges) et d'une régression d'ordre élevé sur les phases (III)b et (III)c (trait continu fin noir) ; (b) Même légende que la Fig. 5.16b.

La courbe en trait épais continu correspond à la différence de pression Δp issue de la LES. Cette quantité montre un comportement très variable sur l'ensemble de la phase (III). Afin de représenter correctement sa tendance générale, une régression d'ordre élevé a été choisie (trait fin continu). Le résultat est similaire à un filtrage passe-bas, l'idée étant d'enlever les oscillations haute fréquence liées notamment à l'allumage successif des injecteurs tourbillonneurs. Cependant, sur la phase (III)a, la variation de Δp est très raide, ce qui n'est pas reproduit par la régression d'ordre élevé. Ainsi, une régression linéaire sur la dite phase a

été préférée afin de représenter la dépression dans le modèle (traits discontinus rouges). Le résultat pour la vitesse absolue turbulente est tracée à la Fig. 5.19b. Sur la phase (III)a, la décroissance de S_a^T est très bien reproduite, les deux courbes sont confondues. Puis l'augmentation progressive sur la phase (III)b est correctement capturée, avec une légère surestimation sur la première moitié de la phase (III)b; la tendance est globalement très bonne également. Puis, la décroissance observée sur la phase (III)c est également correctement reproduite par le modèle, et là encore la même tendance est observée. Globalement, la tendance générale de la phase (III) est bien capturée par le modèle, autant en termes d'allure des courbes modélisées que de niveau de vitesse absolue turbulente.

Afin de vérifier l'impact des coefficients correcteurs α_j définis ci-avant (voir Table 5.2), ils sont fixés à 1 dans le cas suivant. Les termes de l'équation différentielle sur S_a^T ne sont ainsi pas corrigés. Concernant la différence de pression Δp , elle est ici toujours modélisée par les régressions définies à la Fig. 5.19a. Les résultats sont tracés à la Fig. 5.20.

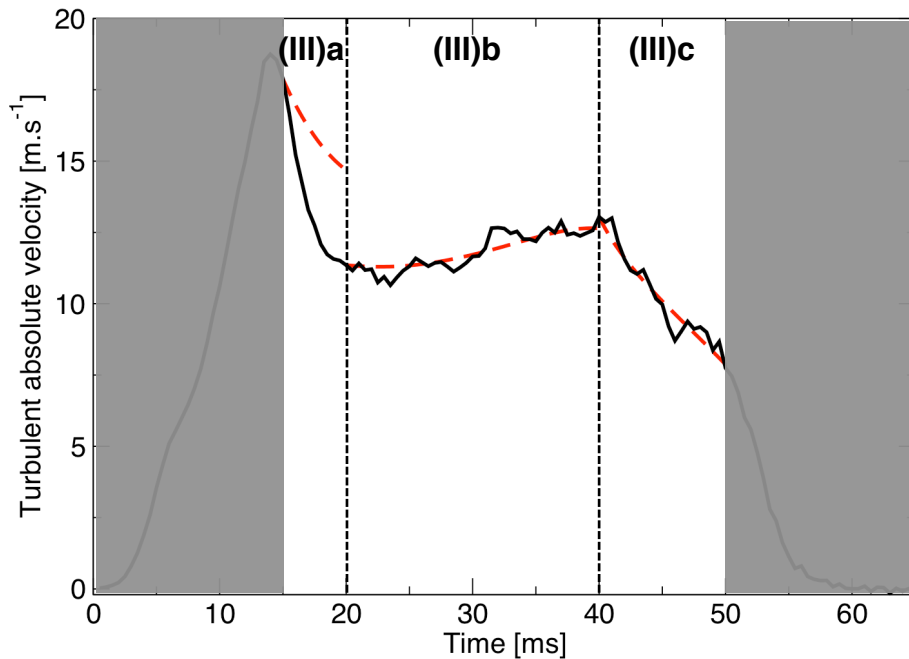


FIGURE 5.20 – Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.72 avec les coefficients correcteurs unitaires $\alpha_j = 1$. La différence de pression Δp est modélisée par les régressions définies à la Fig. 5.19a.

Sur la phase (III)a, le modèle n'est pas en mesure de reproduire la décroissance de la vitesse absolue turbulente. Cependant, sur les phases (III)b et (III)c, le modèle reproduit très correctement l'évolution de S_a^T , autant en termes de tendance que de niveau de vitesse. La Table 5.2 montre que les coefficients α_i ,

α_{t_u} et α_{t_b} diffèrent de l'unité, quand les coefficients α_{o_u} et α_{o_b} en sont proches. Cela semble donc indiquer que, hormis sur la phase (III)a où la variation de S_a^T est très brutale, les termes instationnaires ont un impact limité sur le modèle. Afin de vérifier cette hypothèse, les contributions de l'équation différentielle de S_a^T sont tracés à la Fig. 5.21 tels que :

$$\underbrace{-\alpha_{t_u} h (\rho_u - \rho_b) A_0 \frac{dS_a^T}{dt}}_{(A)} - (\alpha_{t_b} - \alpha_{t_u}) \underbrace{\left[h \rho_b \frac{du_b}{dt} A_b^{out} + \rho_b A_0 S_a^T u_b \right]}_{(B)} + \underbrace{\alpha_i [\dot{m}^{in} u^{in}]}_{(C)}$$

$$\underbrace{-\alpha_{o_u} \dot{m}_u^{out} u_u}_{(D)} - \underbrace{\alpha_{o_b} \dot{m}_b^{out} u_b}_{(E)} - \underbrace{\Delta p A^{out}}_{(F)} = 0 \quad (5.73)$$

Dans le cas présent, la différence de pression est toujours issue des régressions présentées à la Fig. 5.19a, et avec les coefficients correcteurs $\alpha_j \neq 1$.

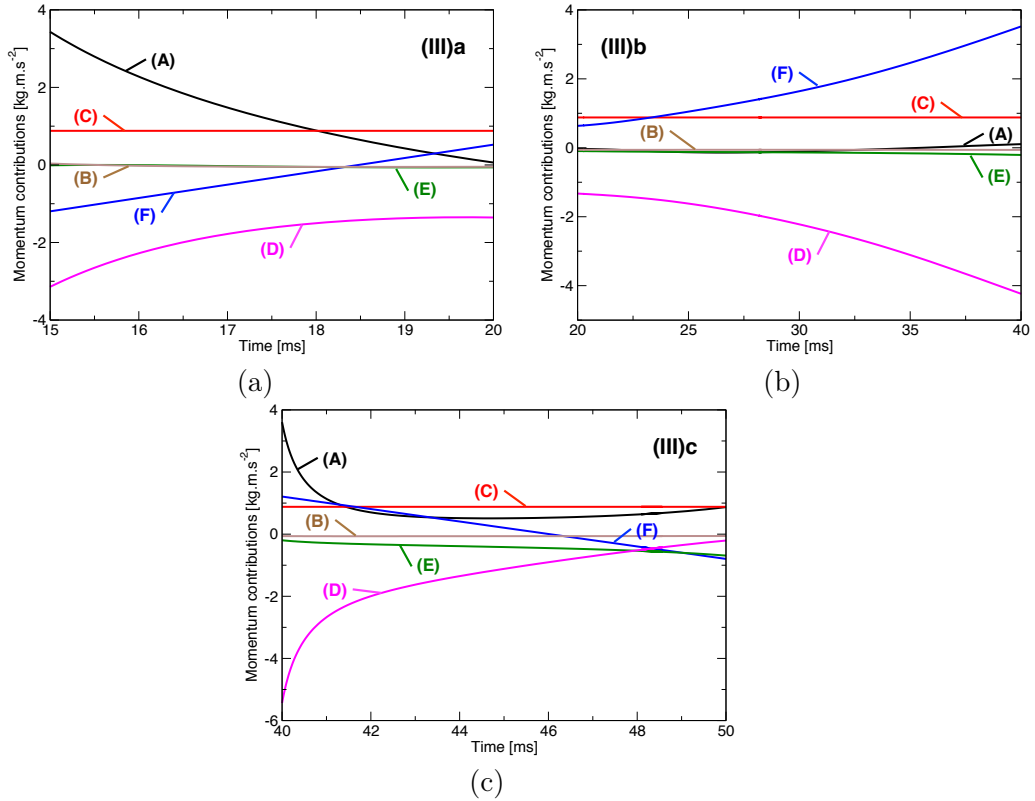


FIGURE 5.21 – Evolution des différents termes de l'équation différentielle pour S_a^T pour les phases (a) (III)a, (b) (III)b et (c) (III)c. La signification de chaque contribution est donnée en Eq. 5.73.

Sur la phase (III)a, le terme (A) varie fortement et n'est pas négligeable au

regard des autres contributions, ce qui confirme que l'approximation $\alpha_j = 1$ n'est pas vérifiée pour cette phase. Le terme de flux en sortie côté gaz frais (D) est également non négligeable. Les termes (B) et (E) sont tous deux proches de la valeur nulle. Le terme des flux en entrée (C) reste constant, ce qui est attendu. Quant au terme de pression (F), il varie linéairement sur l'ensemble de la phase (III)a.

Sur la phase (III)b, le terme instationnaire (A) est cette fois négligeable, à l'instar des termes (B) et (E) qui le restent, ce qui explique que les coefficients correcteurs unitaires $\alpha_j = 1$ n'impactent que peu la modélisation de S_a^T . Afin de compenser l'évolution décroissante des flux de gaz frais en sortie de domaine (D), la différence de pression (F) montre cette fois un comportement croissant plus important que sur la phase (III)a. Le terme des flux en entrée (C) conserve la même évolution constante.

Sur la phase (III)c, le terme instationnaire (A) chute brutalement, tandis que le terme de flux de gaz frais en sortie (D) le compense à nouveau en augmentant de la même façon. Le terme de pression (F) décroît alors progressivement. Le terme de flux de gaz brûlés (E) en sortie, qui était jusqu'alors autour de la valeur nulle, varie très légèrement. Le terme des flux en entrée (C) se maintient, tandis que le terme (B) reste toujours proche de 0.

Cette analyse de chaque contribution de l'équation différentielle montre ainsi l'impact limité que peuvent avoir les coefficients correcteurs, en particulier sur la phase (III)b de l'allumage circulaire. Ainsi, les termes (A) et (B) ont ensuite été annulés, ce qui implique qu'il n'est plus nécessaire de résoudre une équation différentielle ordinaire pour déterminer l'évolution de S_a^T sur la phase (III)b. L'équation 5.71 combinée aux relations précédentes devient alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_i [\dot{m}^{in} u^{in}] - [\alpha_{o_u} \dot{m}_u^{out} u_u + \alpha_{o_b} \dot{m}_b^{out} u_b] - \Delta p A^{out} = 0 \\ \text{avec :} \\ \dot{m}^{out} = \dot{m}^{in} + (\rho_u - \rho_b) S_a^T A_0 \\ \dot{m}_b^{out} = \rho_b u_b A_b^{out} \\ \dot{m}_u^{out} = \dot{m}^{out} - \dot{m}_b^{out} \\ u_b = \frac{A_0}{A_b^{out}} \left(\Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{ \Xi_{\Delta} \}_{res} S_l^0 - S_a^T \right) \\ u_u = \frac{\dot{m}_u^{out}}{\rho_u A_u^{out}} \\ \frac{dA_b^{out}}{dt} = 2\Delta R S_a^T \\ A_u^{out} = A^{out} - A_b^{out} \end{array} \right. \quad (5.74)$$

Un solveur de système non-linéaire peut ainsi être utilisé. Il n'est dès lors plus nécessaire d'imposer de conditions initiales au système d'équations (la Table 5.3 n'est donc plus utilisée). Le résultat est disponible à la Fig. 5.22. Δp est toujours issu des régressions présentées à la Fig. 5.19a ; les coefficients correcteurs sont toujours pris $\alpha_j \neq 1$.

Le modèle permet de bien reproduire l'évolution de la vitesse absolue turbulente sur la phase (III)b sans connaissance préalable de S_a^T . Le niveau de 12 m.s⁻¹,

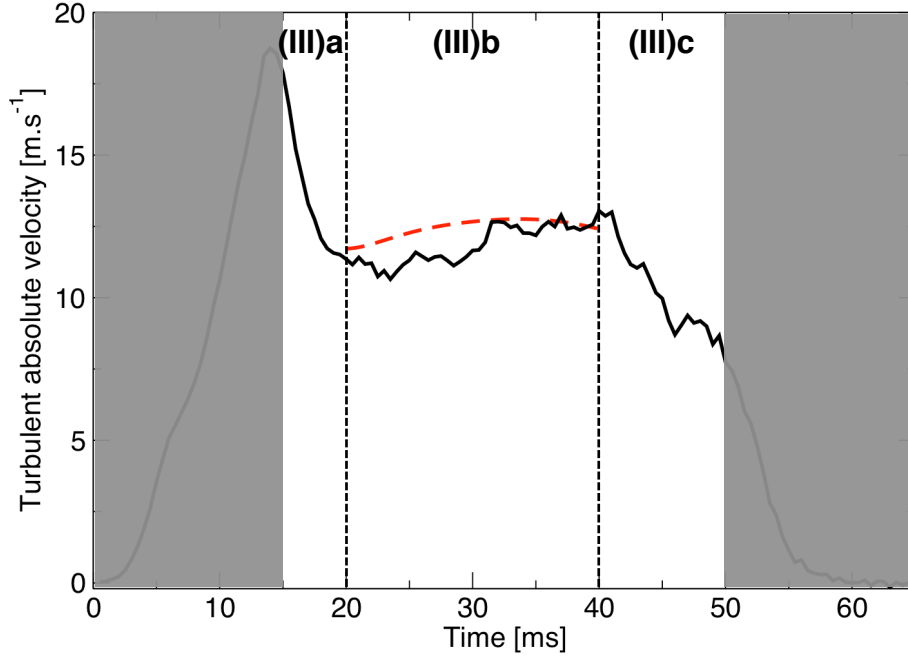


FIGURE 5.22 – Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.72, en négligeant le terme $\frac{dS_a^T}{dt}$ de l'équation différentielle. La différence de pression Δp est modélisée par les régressions définies à la Fig. 5.19a.

ainsi que la tendance de la courbe, sont correctement capturés. Il est à noter que le solveur non-linéaire a également été testé sur les phases (III)a et (III)c, sans toutefois pouvoir converger. Cela est notamment dû aux termes instationnaires qui ne sont pas négligeables sur cette phase de l'allumage, comme vu précédemment.

En conclusion de cette sous-section, le modèle pour la vitesse absolue turbulente issu de la résolution du système d'équations non-linéaires 5.74 montre donc des résultats très satisfaisants. Il a été montré qu'une approximation correcte de la différence de pression Δp était néanmoins primordiale, et que les coefficients correcteurs étaient particulièrement importants pour capturer les phases (III)a et (III)c où les termes instationnaires de l'équation différentielle ne sont pas négligeables. Sur la phase (III)b, le terme $\frac{dS_a^T}{dt}$ du système d'équations 5.72 peut ainsi être négligé, ce qui permet de s'affranchir d'un outil de résolution d'équation différentielle ordinaire au profit d'un solveur de système non-linéaire, sans connaissance préalable de la vitesse absolue turbulente S_a^T .

De plus, les observations faites au chapitre 4 sur le comportement d'écoulement à contre-courant observé du côté des gaz frais peut être exploité afin de déterminer la différence Δp *ex nihilo*, sans utiliser les données issues de la simulation numérique (à l'exception du plissement total Ξ_{tot}).

5.4.2 Modélisation de la pression à partir de l'hypothèse d'écoulement à contre-courant

5.4.2.1 Équations de l'écoulement à contre-courant

Au cours du chapitre 4, l'étude des champs de vitesse azimutale de l'écoulement au sein de l'espace annulaire pendant le processus d'allumage circulaire a montré des comportements de mouvements fluides adverses au niveau du secteur S8 (siège de la fusion des fronts de flamme). Cela est caractéristique des écoulements contre-courant, schématisés à la Fig. 4.21.

Cette hypothèse d'écoulement à contre-courant a notamment été remarquée du côté des gaz frais et est exploitée dans la présente section afin de déterminer une expression pour la différence de pression Δp . Elle est uniquement fonction des paramètres déjà introduits dans le problème, et présente donc l'intérêt de fermer le système 5.72 sans nécessiter une autre donnée d'entrée que le plissement total Ξ_{tot} .

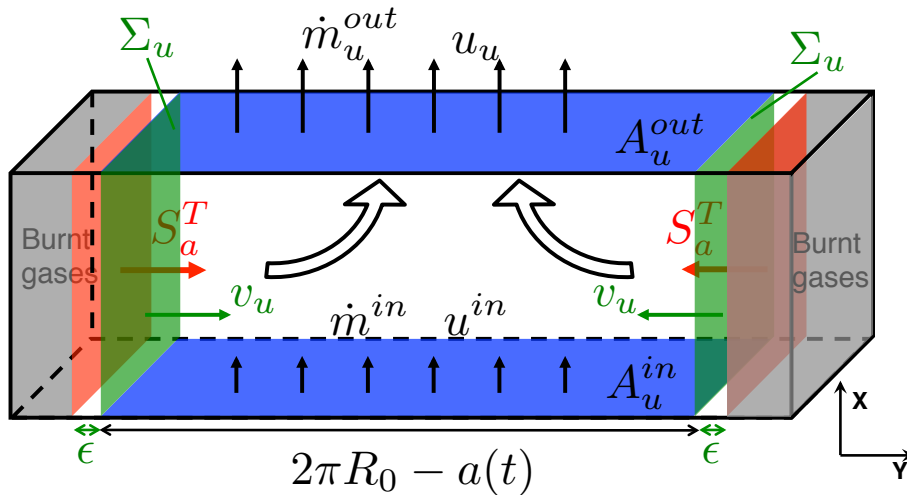


FIGURE 5.23 – Schéma simplifié de l'écoulement à contre-courant lors de l'allumage circulaire. Les surfaces bleues représentent les gaz frais ; les surfaces grises marquent la position des gaz brûlés ; les surfaces rouges matérialisent les fronts de flamme ; les surfaces vertes correspondent aux surfaces constituées uniquement de gaz frais juste en amont des fronts de flamme. Les larges flèches noires symbolisent l'écoulement à contre-courant. Les notations utilisées dans la section 5.4.2 sont rassemblées sur cette figure.

Le schéma à la Fig. 5.23 expose les notations utilisées (uniquement du côté des gaz frais) :

- Σ_u est la surface constituée de gaz frais pur juste en amont du front de flamme. Elle se situe à une distance ϵ petite de la flamme où les gaz frais sont purs et sa vitesse absolue est identique à celle de la flamme, soit S_a^T ;
- v_u est la vitesse moyenne azimutale des gaz frais juste en amont de la flamme au niveau de la section Σ_u . Son orientation est telle que $\mathbf{v}_u = v_u \cdot \mathbf{n}$, où \mathbf{n} est

le vecteur normal à la flamme orienté vers les gaz frais tel qu'il a été défini en introduction générale de ce manuscrit ;

- A_u^{in} correspond à la surface du plan d'entrée des gaz frais dans la chambre (soit le fond de chambre et la sortie des injecteurs). Cette quantité diffère de la surface A^{in} précédemment définie dans le sens qu'elle ne tient compte uniquement que de la surface côté gaz frais, et varie donc au cours de l'allumage (quand A^{in} représente l'ensemble du plan d'entrée de la chambre, côté gaz frais et brûlés, et reste constant) ;
- Pour les autres quantités annotées sur le schéma, se référer aux sections 5.3.1 et 5.3.2.

Une vue en deux dimensions de l'écoulement à contre-courant est disponible à la Fig. 5.24.

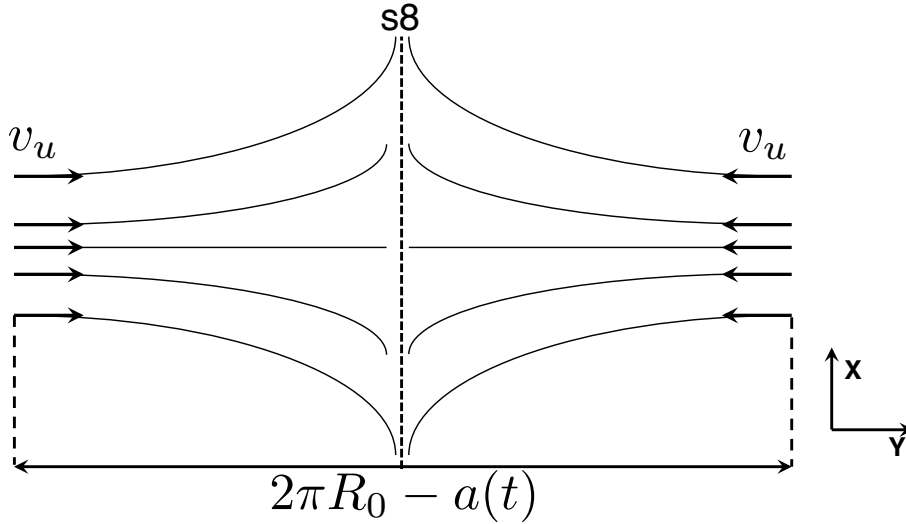


FIGURE 5.24 – Schéma en deux dimensions de l'écoulement à contre-courant lors de l'allumage circulaire. Les lignes de courant sont symbolisées par des traits fins continus ; les traits discontinus symbolisent le secteur $S8$ assimilable au plan de stagnation de l'écoulement à contre-courant.

Pour un écoulement à contre-courant, en notant u la vitesse projetée sur l'axe \mathbf{e}_x et v la vitesse projetée sur l'axe \mathbf{y} , on a :

$$\begin{cases} u(x, y) = \alpha_u^{cf}(t)x \\ v(x, y) = -\alpha_u^{cf}(t)y \\ p(x, y) = p_0 - \frac{\rho_u}{2} [\alpha_u^{cf}(t)]^2 (x^2 + y^2) \end{cases} \quad (5.75)$$

avec p_0 la pression moyenne au niveau de la surface d'entrée A_u^{in} et $\alpha_u^{cf}(t)$ un coefficient dit d'étirement du côté des gaz frais. Le comportement d'écoulement à contre-courant ayant été particulièrement bien identifié au chapitre 4 sur le champ de vitesse azimutal des gaz frais, il est défini (en utilisant les notations

de la Fig. 5.24) tel que :

$$\alpha_u^{cf}(t) = \frac{v_u}{\pi R_0 - \frac{1}{2}a(t)} \quad (5.76)$$

Ce coefficient $\alpha_u^{cf}(t)$ peut être estimé à partir des profils de vitesse axiale et azimutale. Pour la vitesse axiale, un profil est extrait dans la zone de contre-courant (soit au niveau du secteur S8). Dans la partie linéaire du profil, le coefficient directeur est relevé et correspond au coefficient d'éirement précédemment décrit. Ce coefficient calculé à partir du profil de vitesse axiale est noté α_{u_X} (voir Fig. 5.25a). Pour la vitesse azimutale, un profil est extrait sur le cercle de rayon $R = 0.175$ m (soit au milieu des deux tubes en quartz) situé à une hauteur $h = 0.09$ m (soit la moitié de la hauteur du volume de contrôle complet ; il est à noter que le coefficient est indépendant de la hauteur tant que celle-ci se trouve en dehors de la zone de turbulence générée par les injecteurs). Dans la partie constituée de gaz purement frais, le profil montre une évolution linéaire, dont le coefficient directeur correspond au coefficient d'éirement précédemment décrit. Ce coefficient calculé à partir du profil de vitesse azimutale est noté α_{u_Y} (voir Fig. 5.25b).

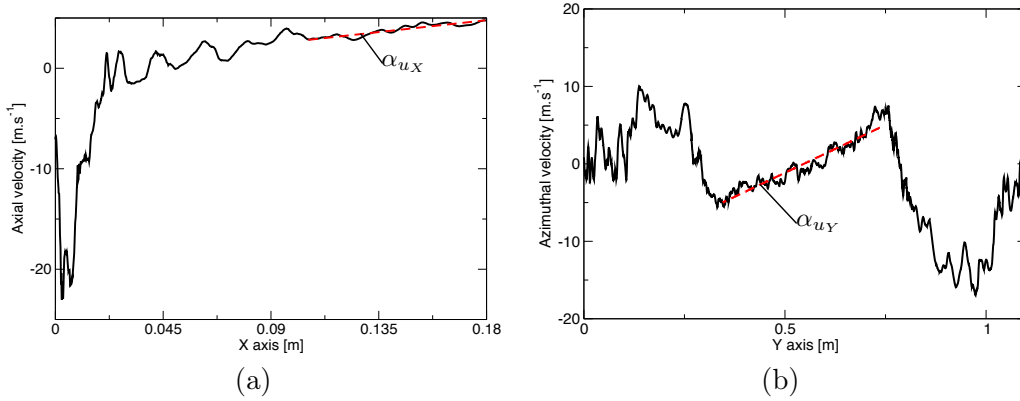


FIGURE 5.25 – (a) Profil de vitesse axiale à $t = 30$ ms (trait continu noir) et régression linéaire (traits discontinus rouges) donnant le coefficient α_{u_X} ; (b) Profil de vitesse azimutale au même instant donnant le coefficient α_{u_Y} .

La vitesse v_u , qui intervient dans la formulation de l'écoulement à contre-courant, est inconnue. Cependant, en écrivant le bilan de masse sur le volume de contrôle mobile délimité par A_u^{out} , Σ_u , A_u^{in} et les parois latérales, et en supposant $\rho = \rho_u = \text{cst}$, il vient :

$$\begin{aligned} \int_A \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA &= \int_{A_u^{out}} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA + \int_{\Sigma_u} \rho \mathbf{v}_u \cdot \mathbf{n} dA + \int_{A_u^{in}} \rho \mathbf{v} \cdot \mathbf{n} dA \\ &= \dot{m}_u^{out} - \rho_u v_u A_0 - \dot{m}_u^{in} \frac{A_u^{out}}{A_u^{in}} = 0 \end{aligned} \quad (5.77)$$

Il est rappelé ici que $A_u^{in} = A_u^{out}$ lorsque les fronts sont assimilés à deux plans verticaux de surface A_0 . La vitesse v_u s'écrit ainsi :

$$v_u = \frac{1}{\rho_u A_0} \left(\dot{m}_u^{out} - \dot{m}_u^{in} \frac{A_u^{out}}{A^{out}} \right) \quad (5.78)$$

Ainsi, en combinant les équations 5.76 et 5.78, il vient :

$$\alpha_u^{cf}(t) = \frac{v_u}{\pi R_0 - \frac{1}{2}a(t)} = \frac{1}{\rho_u A_0} \frac{\dot{m}_u^{out} - \dot{m}_u^{in} \frac{A_u^{out}}{A^{out}}}{\pi R_0 - \frac{1}{2}a(t)} \quad (5.79)$$

Or, il a été vu précédemment que

$$A_u^{out} = \Delta R (2\pi R_0 - a(t))$$

ce qui amène à :

$$\alpha_u^{cf}(t) = \frac{2\Delta R}{\rho_u A_0} \frac{\dot{m}_u^{out} - \dot{m}_u^{in} \frac{A_u^{out}}{A^{out}}}{A_u^{out}} = \frac{2\Delta R}{\rho_u A_0} \left(\rho_u u_u - \frac{\dot{m}_u^{in}}{A^{out}} \right) \quad (5.80)$$

Finalement, l'étirement de l'écoulement à contre-courant du côté des gaz frais s'écrit :

Étirement de l'écoulement à contre-courant (gaz frais)

$$\alpha_u^{cf}(t) = \frac{1}{h} \left(u_u - \frac{\dot{m}_u^{in}}{\rho_u A^{out}} \right) \quad (5.81)$$

Afin de vérifier que cette hypothèse d'écoulement à contre-courant est envisageable, il convient de comparer ce coefficient d'étirement théorique avec ceux obtenus à partir des profils de vitesses axiale et azimutale de la simulation numérique (voir Fig. 5.25a-b). La comparaison de l'ensemble des coefficients d'étirement est disponible à la Fig. 5.26.

La courbe discontinue noire représente le coefficient d'étirement calculé à partir de l'équation 5.81 (la quantité u_u étant directement issue de la simulation numérique telle qu'elle a été présentée à la Fig. 4.26 du chapitre 4) ; la courbe continue rouge représente le coefficient d'étirement α_{u_X} ; la courbe continue bleue symbolise α_{u_Y} ; la courbe continue noire représente la moyenne des coefficients α_{u_X} et α_{u_Y} .

L'hypothèse d'écoulement à contre-courant semble particulièrement correcte sur l'intervalle de temps $t \in [22, 37]$ ms, soit pendant la phase (III)b de l'allumage circulaire, où la courbe du coefficient théorique α_u^{cf} est très proche de la courbe du coefficient moyen $\overline{\alpha_u}$. La tendance du coefficient α_u^{cf} est d'ailleurs très proche de celle de α_{u_Y} sur l'ensemble des phases (III)a et (III)b. Le coefficient issu du profil de vitesse axiale montre une pente un peu plus importante que pour les deux autres, mais l'ordre de grandeur reste similaire.

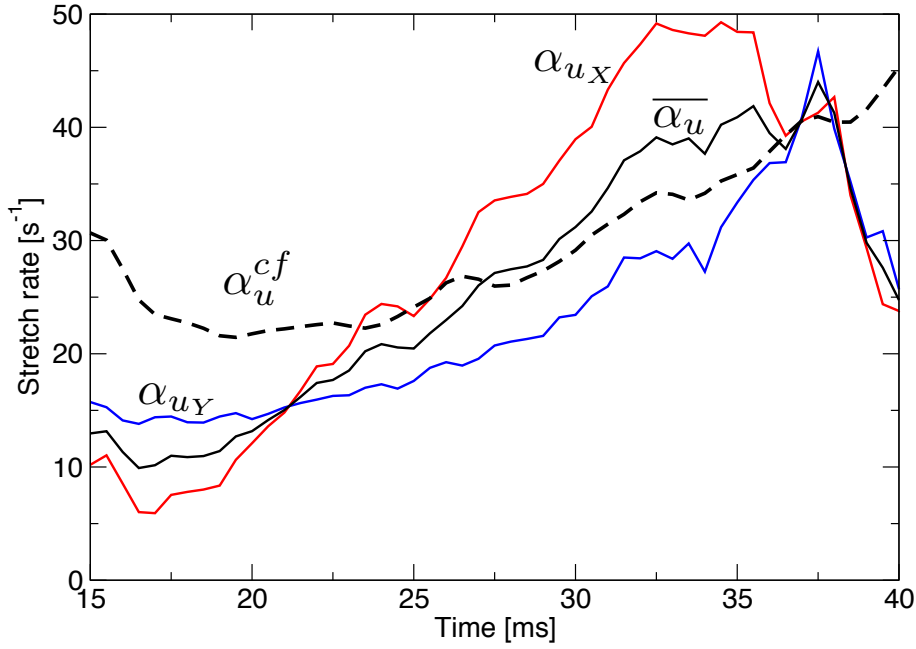


FIGURE 5.26 – Comparaison entre les deux coefficients α_{u_x} , α_{u_y} , leur moyenne $\overline{\alpha_u}$ et le coefficient issu de l'équation 5.81 α_u^{cf} pour l'ensemble des phases (III)a et (III)b.

Avant la fin de la phase (III)b, un décrochage est identifié sur les courbes α_{u_x} , α_{u_y} et $\overline{\alpha_u}$, qui n'est pas retrouvé sur la courbe α_u^{cf} . Cela peut notamment être expliqué par l'interaction toujours plus importante des flux de gaz frais chassés par les fronts de flamme respectifs au niveau du secteur S8, qui perturbe fortement l'écoulement. De plus, l'expression du coefficient α_u^{cf} est déterminée en faisant l'hypothèse de deux fronts plans; or à la fin de la phase (III)b les fronts sont fortement inclinés, ce qui fausse l'expression obtenue pour v_u à l'équation 5.78, et par suite celle de α_u^{cf} .

Ainsi, sur l'ensemble de la phase (III)b, il est raisonnable d'utiliser le coefficient α_u^{cf} afin d'estimer la différence de pression Δp .

En utilisant l'expression 5.75, il vient :

$$\Delta p = p^{out} - p^{in} = p(h, y_0) - p(0, y_0) = -\rho_u \frac{\alpha_u^2(t)}{2} h^2 \quad (5.82)$$

Avec y_0 la position du secteur S8 sur l'axe \mathbf{y} .

Soit finalement, en utilisant l'équation 5.81 :

Différence de pression de l'écoulement à contre-courant (gaz frais)

$$\Delta p = -\frac{\rho_u}{2} \left(u_u - \frac{\dot{m}^{in}}{\rho_u A^{out}} \right)^2 \quad (5.83)$$

La figure 5.27 montre une comparaison entre la différence de pression issue de la simulation numérique (trait continu fin), celle issue de la régression d'ordre élevé précédemment introduite (trait continu épais) et celle issue de l'équation 5.83.

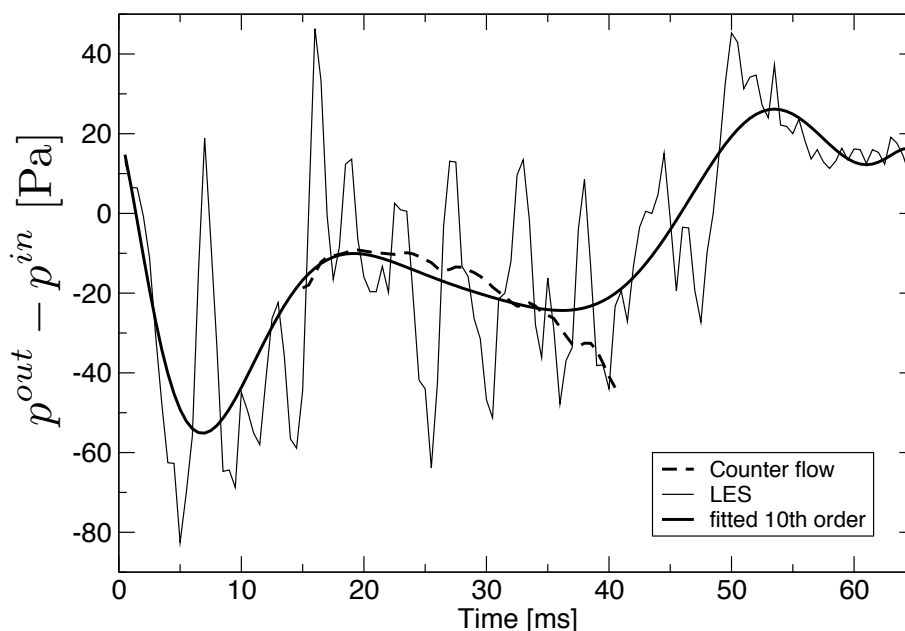


FIGURE 5.27 – Différence de pression Δp pour la simulation numérique (trait continu fin), la régression d'ordre élevé (trait continu épais) et l'équation 5.83 (traits discontinus épais).

La différence de pression issue de la régression montre une évolution très proche de celle obtenue avec l'équation 5.83, autant en terme de tendance (d'abord croissante sur la phase (III)a avant de décroître progressivement sur la phase (III)b) que d'ordre de grandeur (les deux courbes étant très proches entre $t \simeq 15$ ms et $t \simeq 37$ ms). La même déviation est observée à la fin de la phase (III)b (après $t \simeq 37$ ms) que pour le coefficient d'étirement α_u^{cf} (voir Fig. 5.26). Ainsi, la modélisation de la pression par l'hypothèse d'écoulement à contre-courant ne sera valable que sur la phase (III)b, et jusqu'à $t \simeq 37$ ms. La régression d'ordre élevé ayant donnée de bons résultats sur la vitesse absolue turbulente S_a^T , il convient alors de vérifier l'hypothèse d'écoulement à contre-courant en incluant la différence de pression calculée avec l'équation 5.83 dans le système 5.72.

5.4.2.2 Application au modèle pour la vitesse absolue turbulente

La différence de pression Δp tracée à la Fig. 5.27 est dans un premier temps directement incluse dans le solveur de système non-linéaire, et le résultat est tracé à la Fig. 5.28.

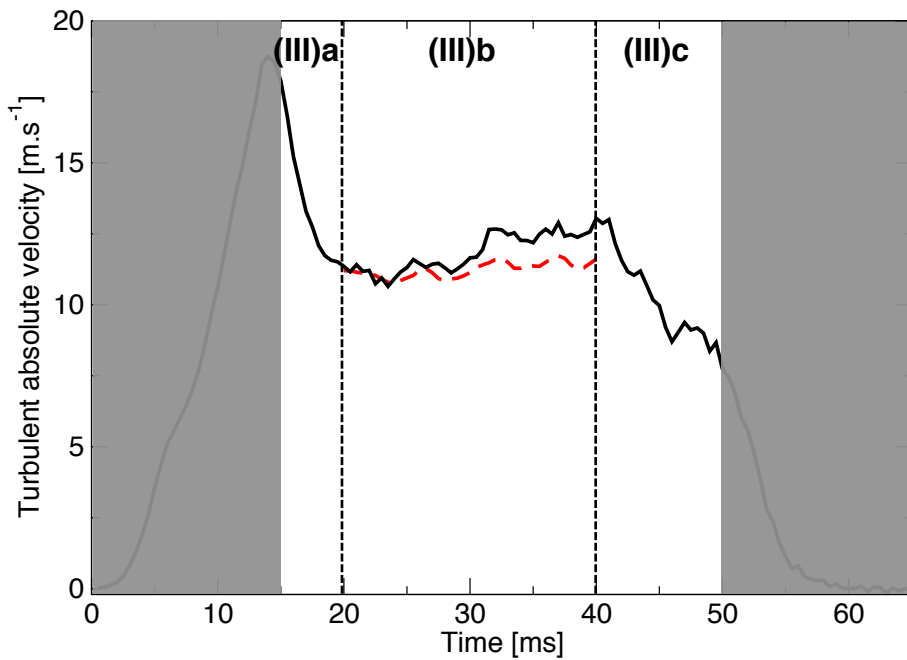


FIGURE 5.28 – Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.72, en négligeant le terme $\frac{dS_a^T}{dt}$ de l'équation différentielle. La différence de pression Δp est modélisée par l'équation 5.83.

Le modèle pour la vitesse absolue turbulente montre un très bon accord avec la quantité issue de la simulation numérique. L'évolution croissante est bien reproduite par le modèle, ainsi que quelques oscillations de vitesse liées aux variations de pressions. Cela confirme donc la validité de l'hypothèse d'écoulement à contre-courant pour le calcul de la différence de pression Δp , et permet d'estimer correctement la vitesse absolue turbulente S_a^T avec le modèle.

Cependant, dans le cas présent, l'évolution de la différence de pression est toujours imposée dans le système à résoudre. L'idée étant d'imposer uniquement le plissement total, il reste dans un second temps à coupler l'équation 5.83 avec le système 5.74 afin que l'évolution tracée à la Fig. 5.27 soit calculée dynamiquement par le solveur. Le nouveau système d'équations à résoudre devient alors :

Système d'équations algébriques pour S_a^T

$$\left\{ \begin{array}{l} \alpha_i [\dot{m}^{in} u^{in}] - [\alpha_{ou} \dot{m}_u^{out} u_u + \alpha_{ob} \dot{m}_b^{out} u_b] - \Delta p A^{out} = 0 \\ \text{avec :} \\ \dot{m}^{out} = \dot{m}^{in} + (\rho_u - \rho_b) S_a^T A_0 \\ \dot{m}_b^{out} = \rho_b u_b A_b^{out} \\ \dot{m}_u^{out} = \dot{m}^{out} - \dot{m}_b^{out} \\ u_b = \frac{A_0}{A_b^{out}} \left(\Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{ \Xi_{\Delta} \}_{res} S_l^0 - S_a^T \right) \\ u_u = \frac{\dot{m}_u^{out}}{\rho_u A_u^{out}} \\ \frac{dA_b^{out}}{dt} = 2\Delta R S_a^T \\ A_u^{out} = A^{out} - A_b^{out} \\ \Delta p = -\frac{\rho_u}{2} \left(u_u - \frac{\dot{m}^{in}}{\rho_u A^{out}} \right)^2 \end{array} \right. \quad (5.84)$$

Le terme instationnaire de l'équation différentielle est à nouveau négligé, et le résultat est tracé à la Fig. 5.29.

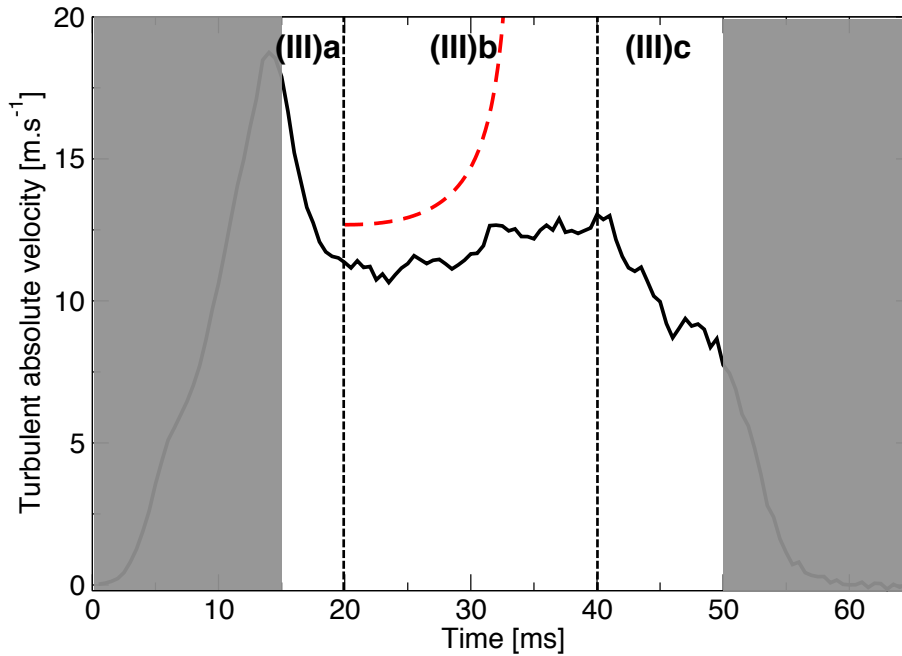


FIGURE 5.29 – Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.84.

La valeur initiale déterminée par le solveur est du même ordre de grandeur que la vitesse absolue turbulente S_a^T issue de la simulation numérique en début de phase (III)b. Elle est différente de la solution initiale obtenue en Fig. 5.28 car le couplage induit un Δp différent de celui prédit par la théorie (Fig. 5.27). Cependant, le système 5.84 couplé prédit une croissance de S_a^T qui tend à diverger pour $t \geq 30$ ms. En effet, la courbe en traits discontinus rouges diverge au bout de quelques millisecondes.

Le terme instationnaire est alors conservé afin de vérifier que la divergence ne résulte pas de sa non-prise en compte. Le système d'équations 5.85) est alors à résoudre, et le solveur d'équation différentielle ordinaire est à nouveau utilisé. Le résultat est tracé à la Fig. 5.30.

Système d'équations ODE pour S_a^T

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dS_a^T}{dt} = \frac{1}{\alpha_{t_u} h(\rho_u - \rho_b) A_0} \left[-(\alpha_{t_b} - \alpha_{t_u}) \left[h \rho_b \frac{du_b}{dt} A_b^{out} + \rho_b A_0 S_a^T u_b \right] \right. \\ \left. + \alpha_i [\dot{m}^{in} u^{in}] - [\alpha_{o_u} \dot{m}_u^{out} u_u + \alpha_{o_b} \dot{m}_b^{out} u_b] - \Delta p A^{out} \right] \\ \text{avec :} \\ \dot{m}^{out} = \dot{m}^{in} + (\rho_u - \rho_b) S_a^T A_0 \\ \dot{m}_b^{out} = \rho_b u_b A_b^{out} \\ \dot{m}_u^{out} = \dot{m}^{out} - \dot{m}_b^{out} \\ u_b = \frac{A_0}{A_b^{out}} \left(\Xi_{res} \frac{\rho_u}{\rho_b} \{ \Xi_{\Delta} \}_{res} S_l^0 - S_a^T \right) \\ u_u = \frac{\dot{m}_u^{out}}{\rho_u A_u^{out}} \\ \frac{dA_b^{out}}{dt} = 2 \Delta R S_a^T \\ A_u^{out} = A^{out} - A_b^{out} \\ \Delta p = -\frac{\rho_u}{2} \left(u_u - \frac{\dot{m}^{in}}{\rho_u A^{out}} \right)^2 \end{array} \right. \quad (5.85)$$

L'évolution croissante de la vitesse absolue turbulente S_a^T sur la phase (III)b est bien reproduite par le système 5.85. Cependant, à l'instar du système 5.84 (Fig. 5.29, la dynamique de S_a^T ne converge pas. Cette divergence intervient cependant plus tard que lorsque le terme instationnaire est négligé, ce qui indique que ce terme a un impact sur la stabilité du modèle. Après $t \simeq 37$ ms (instant identifié comme limite pour la modélisation de la différence de pression avec l'écoulement à contre-courant), le modèle devient instable. Les valeurs de vitesse absolue turbulente S_a^T capturées avant que le modèle ne diverge montrent toutefois un très bon accord avec les données issues de la simulation numérique. La méthodologie retenue consiste alors à déterminer la valeur initiale de la vitesse absolue turbulente S_a^T à l'aide du solveur de système non-linéaire (Fig. 5.29, système d'équations 5.84), puis de l'utiliser comme solution initiale à l'équation

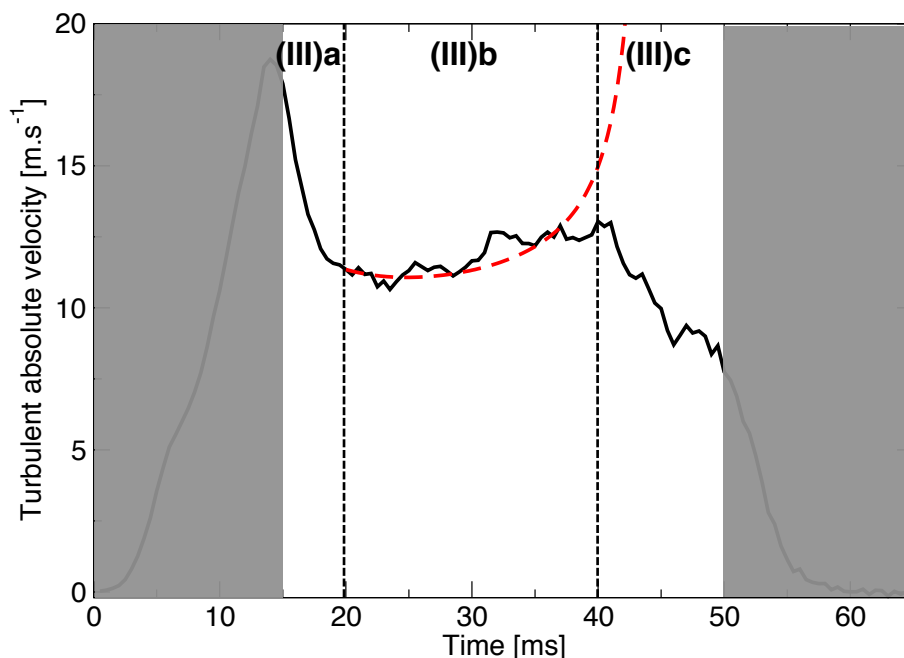


FIGURE 5.30 – Evolution de la vitesse absolue turbulente issue de la LES (trait continu noir), et son modèle (traits discontinus rouges) déterminé à partir du système d'équations 5.85.

différentielle du système 5.85. Le résultat est tracé à la Fig. 5.31.

A l'instar de la Fig. 5.29, la vitesse absolue turbulente S_a^T initiale prend une valeur légèrement supérieure à celle obtenue avec les données de la simulation numérique, mais l'ordre de grandeur est correct. Puis, l'évolution de la vitesse absolue turbulente S_a^T décroît dans un premier temps avant de remonter légèrement. Il est à noter que le modèle finit par diverger après $t \simeq 37$ ms, ce qui coïncide de nouveau avec l'instant où la modélisation choisie pour la différence de pression Δp (voir Fig. 5.27) n'est plus représentative de la quantité obtenue dans la simulation numérique.

5.4.3 Conclusion sur la modélisation de la pression

En conclusion de la section 5.4, la Table 5.5 rassemble l'ensemble des solutions testées pour la différence de pression Δp et quantifie la qualité des résultats obtenus pour la vitesse absolue turbulente S_a^T . La nomenclature utilisée est la suivante : + représente un ordre de grandeur acceptable, ++ correspond à un ordre de grandeur et une tendance acceptable, +++ symbolise un accord très proche de la solution de référence (en l'occurrence, la vitesse absolue turbulente issue de la simulation, voir Fig. 5.4) ; - fait état d'un résultat qui ne remplit aucun des critères mentionnés précédemment. "lin." renvoie à la régression linéaire utilisée pour la phase (III)a ; "high" signifie que la régression d'ordre élevé est

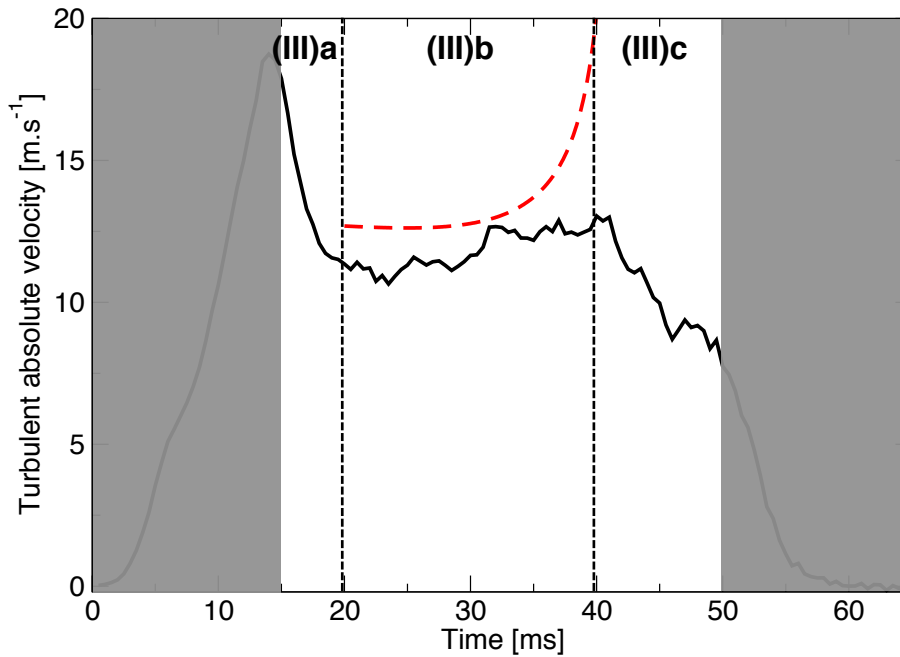


FIGURE 5.31 – Même légende que la Fig. 5.30 en prenant le résultat initial du solveur de système non-linéaire comme condition initiale de l'équation différentielle sur S_a^T .

utilisée. “exact” signifie que le résultat exact de Δp (i.e. issu de la simulation numérique) a été inclus directement dans le modèle; “couplé” signifie qu’une équation pour Δp a été ajoutée et couplée aux autres équations qui constituent le modèle. La Table 5.5 est séparée en deux parties : la première (marquée **LES**) fait état des modélisations effectuées en sous-section 5.4.1 ; la seconde (marquée **Contre-courant**) rassemble les modélisations réalisées en sous-section 5.4.2. La modélisation retenue *in fine* pour la différence de pression correspond à la dernière ligne de la Table 5.5, soit le couplage de l’ensemble des équations du modèle. Une estimation de la valeur de S_a^T en début de la phase (III)b est déterminée en résolvant le système d’équations 5.84 par un solveur de système non-linéaire. Puis elle est imposée en condition initiale de l’équation différentielle du système d’équations 5.85, et l’évolution de la vitesse absolue turbulente S_a^T est déterminée à l’aide d’un solveur d’équation différentielle. L’intervalle de confiance sur lequel le modèle est valide correspond à l’intervalle de temps sur lequel l’hypothèse d’écoulement à contre-courant dans les gaz frais est vérifiée.

Modèle pour la vitesse turbulente S_a^T sur la phase (III)b

$S_a^T(t_0)$ résolu par le système d’équations 5.84, puis
 $S_a^T(t)$ résolu par le système d’équations 5.85

Les données d’entrée du modèle sont donc :

TABLE 5.5 – Table récapitulative des modélisations testées pour la différence de pression Δp et de la qualité des résultats obtenus pour la vitesse absolue turbulente S_a^T .

Δp			α_j		Solveur		Résultat		
(III)a	(III)b	(III)c	$\neq 1$	$= 1$	ODE	Newton	(III)a	(III)b	(III)c
LES									
exact			✓		✓		+++		
0			✓		✓		+++	-	++
0	-20	0	✓		✓		+++	+	++
lin.	high	high	✓		✓		+++	+++	+++
lin.	high	high		✓	✓		-	+++	+++
	high		✓			✓		+++	
Contre-courant									
	exact		✓			✓		+++	
	couplé		✓			✓		+	
	couplé		✓		✓			++	
	couplé		✓		✓	✓		++	

- Les éléments géométriques de la chambre de combustion : hauteur h , rayons intérieur R_{in} et extérieur R_{ext} , le diamètre d'un injecteur $d_{swirler}$ et leur nombre $N_{swirler}$;
- Les caractéristiques aérothermochimiques : densité des gaz frais ρ_u et brûlés ρ_b , la vitesse de flamme laminaire S_l^0 ;
- La condition nominale de vitesse débitante U_{bulk} ;
- Les coefficients correcteurs α_j du bilan de quantité de mouvement ;
- Les lois linéaires de plissement total Ξ_{tot} pour chaque sous-phase de la phase (III).

5.5 Sensibilité du modèle et variation paramétrique

Il convient maintenant d'étudier la sensibilité du modèle à ses paramètres. Pour ce faire, les paramètres intervenant dans le modèle sont perturbés d'une quantité ϵ_1 , correspondant à un pourcent de la quantité de référence (i.e. la quantité non-perturbée). Cela induit un écart ϵ_2 sur la sortie de référence (i.e. la vitesse absolue turbulente $S_a^T(t_0)$ non-perturbée). Les écarts relevés entre la référence et la quantité perturbée restent quasi-constantes sur l'ensemble de la phase (III) ; estimer ϵ_2 à partir de la condition initiale $S_a^T(t_0)$ constitue donc une méthode consistante afin d'évaluer la sensibilité du modèle dans sa globalité. Le rapport ϵ_2/ϵ_1 représente la coefficient de sensibilité et permet de quantifier la réponse du modèle à la perturbation ; un rapport unitaire en valeur absolue correspond à une réponse équivalente à la perturbation appliquée ; un rapport supérieur à 1 en valeur absolue indique un paramètre ayant une sensibilité non-négligeable sur la sortie du modèle ; un rapport inférieur à 1 en valeur absolue

TABLE 5.6 – Analyse de sensibilité du modèle à ses paramètres.

Paramètre	Coefficient sensibilité
Ξ_{tot}	0.32
α_i	-0.71
α_{o_u}	1.26
α_{o_b}	0.08
Δp	-0.55
\dot{m}_b^{out}	0.01

correspond à un paramètre ayant un impact réduit sur la réponse du modèle. Les paramètres géométriques sont fixes dans le cas présent, ainsi que les paramètres aérothermochimiques (la richesse étant conservée dans l'ensemble des essais expérimentaux et dans les deux simulations numériques effectuées). Les paramètres perturbés sont donc la plissement total Ξ_{tot} et les coefficients correcteurs α_i , α_{o_b} et α_{o_u} (les coefficients α_{t_b} et α_{t_u} n'intervenant pas dans le système d'équations 5.84). La sensibilité de la différence de pression Δp et celle du débit de gaz brûlés en sortie sont également vérifiées. Dans un second temps, plusieurs valeurs de vitesse débitante nominale U_{bulk} seront imposées en entrée du modèle afin de déterminer une évolution de la vitesse absolue turbulente en fonction de cette quantité. Le deuxième point de fonctionnement, dont la vitesse débitante est plus élevée que celle du premier calcul, pourra alors être comparée à la vitesse absolue turbulente S_a^T prédite par le modèle.

5.5.1 Sensibilité du modèle

La Table 5.6 regroupe les résultats de l'analyse de sensibilité. La première colonne du tableau indique la paramètre perturbé ; la seconde colonne regroupe les coefficients de sensibilité.

Pour l'ensemble des paramètres (à l'exception du coefficient correcteur α_{o_u}), le coefficient de sensibilité reste toujours inférieur à 1. Cela indique que la sensibilité du modèle aux variations de ces quantités reste limitée. Le modèle est particulièrement peu sensible aux variations faites sur le débit massique de gaz brûlés en sortie, ainsi que le coefficient α_{o_b} . Cela coïncide avec le fait qu'en début de phase (III)b, il y a peu de gaz brûlés en sortie, quand la proportion de gaz frais est très importante. Enfin, le modèle montre une sensibilité assez limitée sur les variations de Δp et des flux en entrée (à travers le coefficient correcteur α_i).

5.5.2 Réponse du modèle à la variation de vitesse débitante

L'évolution de la vitesse absolue turbulente S_a^T déterminée par le modèle en fonction de la vitesse débitante est ensuite étudiée. Ici, plusieurs hypothèses sont faites, à savoir :

- Le plissement total Ξ_{tot} est propre à chaque configuration. N'ayant pas de données pour chaque vitesse débitante ciblée, les régressions issues de la première simulation numérique ont été utilisées dans le cas présent (voir Fig. 5.15) ;
- L'instant initial t_0 marquant le début de la phase (III) et la quantité de gaz brûlés en sortie A_b^0 ont été conservés identiques à ceux choisis précédemment ; aussi la valeur de S_a^T obtenue peut être vue comme la vitesse à laquelle se propage la flamme lorsqu'une certaine portion de la surface totale de sortie est couverte de gaz brûlés ;
- Chaque condition initiale de l'équation différentielle est déterminée à l'aide du système d'équations 5.84 ;
- Les coefficients correcteurs α_j sont ceux issus de la Table 5.2.

Afin de quantifier plus précisément la capacité du modèle estimer la vitesse absolue turbulente S_a^T , le résultat obtenu pour la deuxième simulation numérique a été tracé et est disponible à la Fig. 5.32.

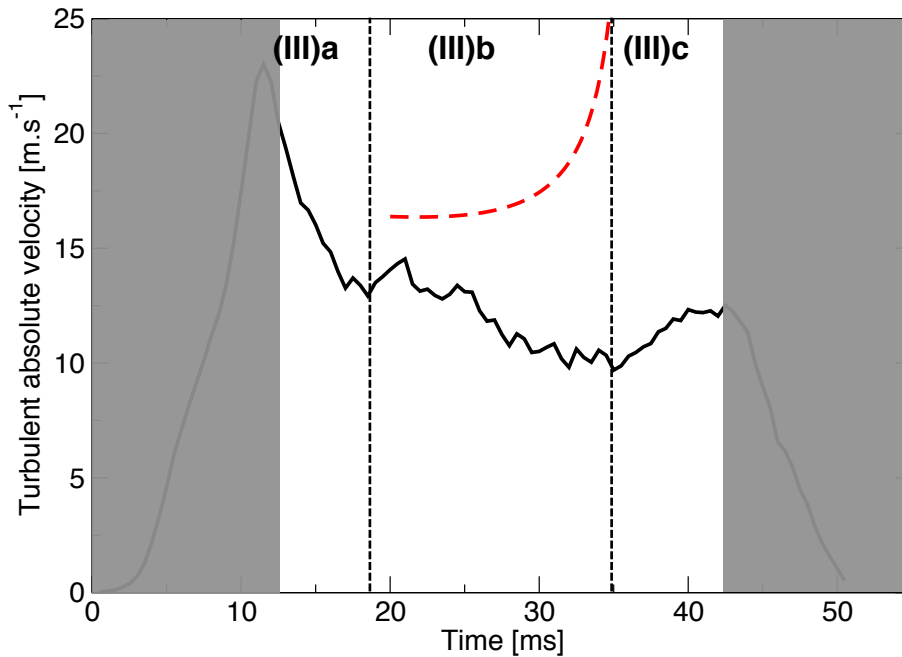


FIGURE 5.32 – Evolution de la vitesse absolue turbulente S_a^T prédite par le modèle pour la deuxième simulation numérique (traits discontinus rouges) et les données issues de la LES (trait continu noir).

A l'instar des résultats obtenus pour la première simulation numérique (voir Fig. 5.31), la condition initiale du début de la phase (III)b est du même ordre de grandeur que celle issue de la LES. Cependant, l'évolution prédite par le modèle est plutôt constante sur la première moitié de la phase (III)b, alors qu'elle a tendance à décroître dans la LES. Cela peut s'expliquer par les choix effectués pour les paramètres d'entrée du modèle, tels que le plissement total Ξ_{tot} ou

bien encore les coefficients correcteurs α_j , qui ne sont peut-être pas adaptés au cas présent. Une autre explication provient de la variation des débits en sortie (voir Fig. A.13 en Annexe A), qui ne montre pas une évolution similaire à ceux obtenus pour le premier point de fonctionnement simulé (voir Fig. 4.25 du chapitre 4). Cette singularité provient possiblement d'un phénomène physique qui n'intervient pas dans le premier cas, et qui n'est donc pas représenté dans le présent modèle. Le niveau de vitesse absolue turbulente S_a^T obtenu reste cependant acceptable et confirme la capacité du modèle à estimer correctement cette quantité.

La vitesse absolue turbulente initiale $S_a^T(t_0)$ est ensuite tracée en fonction de plusieurs valeurs de vitesse débitante U_{bulk} . Le résultat est tracé à la Fig. 5.33

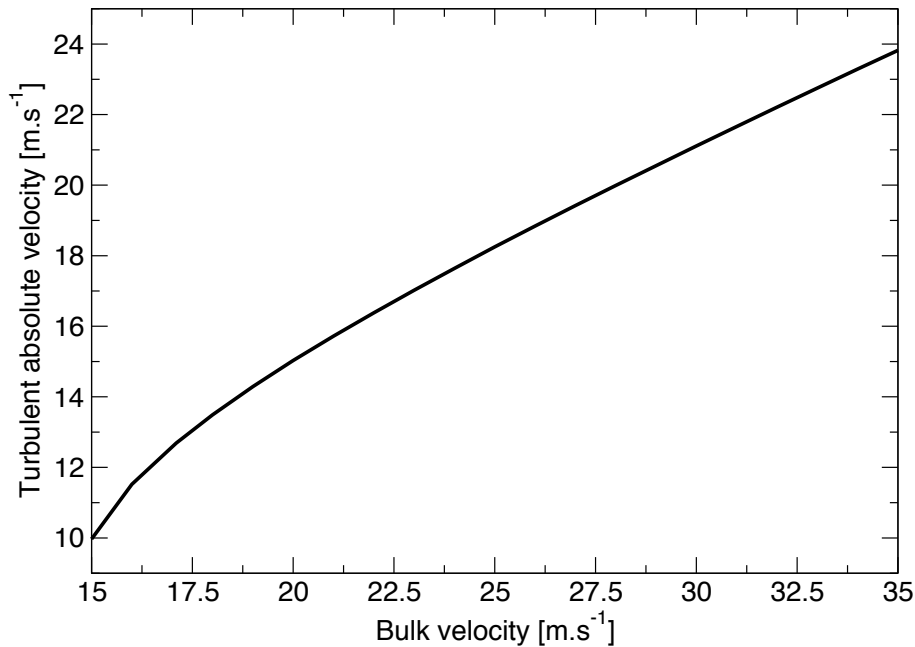


FIGURE 5.33 – Evolution de la vitesse absolue turbulente initiale $S_a^T(t_0)$ estimée par le modèle en fonction de la vitesse débitante U_{bulk} .

Le modèle prédit que la vitesse absolue turbulente initiale $S_a^T(t_0)$ varie assez linéairement avec la vitesse débitante U_{bulk} . Il est trouvé que plus le débit nominal est élevé (i.e. plus la vitesse débitante est élevée) et plus la flamme se déplace à une vitesse de propagation importante.

Cela est à mettre en relation avec la Fig. 5.34, où l'ensemble des données de temps d'allumage expérimental, numérique et déterminé par le modèle sont regroupés. Les temps d'allumage issus du modèle sont estimés avec la relation $\tau_{model} \simeq \pi R_m / S_a^T(t_0)$, avec $R_m = (R_{in} + R_{ext}) / 2$.

Dans l'ensemble, le temps de propagation décroît avec la vitesse débitante, ce qui est également retrouvé par Bourgouin et al. (2013). Les temps de propagation expérimentaux varient assez linéairement avec la vitesse débitante. Les

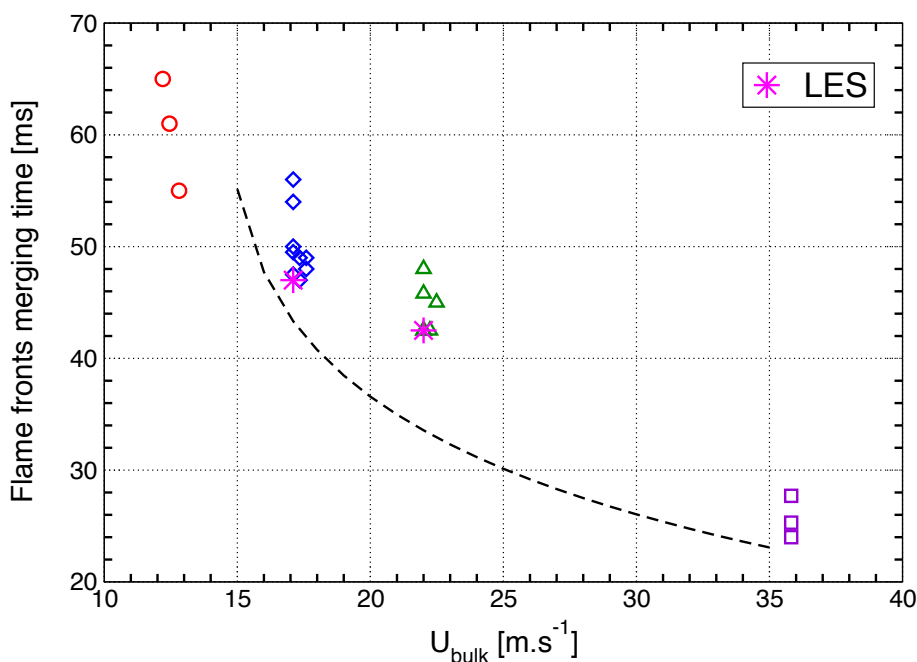


FIGURE 5.34 – Temps caractéristique de propagation des fronts de flamme. Les cercles, diamants, triangles et carrés correspondent aux données expérimentales ; les étoiles symbolisent les données issues de la simulation numérique ; les traits discontinus représentent les données issues du modèle.

temps estimés avec le modèle sont du même ordre de grandeur, bien qu'ils soient légèrement surestimés pour l'ensemble des vitesses débitantes tracées. Pour le cas #2 (première simulation numérique), le modèle fournit un résultat assez proche de celui observé expérimentalement (et par la LES). Cela est moins bien retrouvé sur le cas #3 : le modèle surestime le temps d'allumage d'environ 7 ms. Pour les résultats expérimentaux dont la vitesse débitante est $U_{bulk} \simeq 35 \text{ m.s}^{-1}$ (représentés sous la forme de carrés, avec l'aimable autorisation de D. Durox et K. Prieur), le modèle montre un meilleur accord. Il convient cependant de rappeler que l'effet du plissement total Ξ_{tot} et des coefficients correcteurs α_j n'est pas pris en compte dans le modèle. Le modèle reproduit ainsi correctement l'équilibre des phénomènes qui interviennent dans le processus d'allumage circulaire.

5.6 Conclusion

Ce chapitre propose une modélisation de la vitesse absolue turbulente des fronts de flamme lors de l'allumage circulaire. Des définitions de vitesses caractéristiques de flamme sont d'abord données, puis des bilans sur les gaz brûlés assortis de simplifications géométriques (assimilation des fronts à deux plans verticaux) permettent de déterminer une expression pour la vitesse absolue turbulente.

Elle dépend notamment du plissement total de la flamme (résolu et de sous-maille), de l'expansion volumétrique des gaz brûlés, de la vitesse de flamme laminaire, ainsi que de l'éjection des gaz en sortie. Cette expression est vérifiée sur les premiers instants de l'allumage (expansion du noyau et propagation en arche) où seuls des gaz frais sont expulsés en sortie de chambre en ajoutant une équation issue du bilan de masse. Le choix de la surface de référence pour déterminer le facteur de plissement résolu n'est pas déterminable facilement, mais reste possible via l'utilisation de modèles mathématiques adaptés. *A contrario*, la phase (III) est plus complexe à traiter car la sortie devient également le siège du passage de gaz brûlés en supplément des gaz frais. Dès lors, le bilan de masse ne suffit plus, et il est nécessaire d'ajouter une équation supplémentaire issue du bilan de quantité de mouvement. D'autres hypothèses simplificatrices viennent s'adjoindre aux approximations déjà effectuées afin de fermer le problème. En outre, il est montré qu'un écoulement de type contre-courant existe du côté des gaz frais lors de l'allumage circulaire (au niveau du secteur S8 où les fronts fusionnent), ce qui permet de déterminer une équation pour la différence de pression entre le fond de chambre et la sortie en haut des tubes en quartz et ainsi de fermer le problème. Un modèle pour la vitesse absolue turbulente est ainsi proposé, et montre des résultats globalement satisfaisants. Les ordres de grandeurs estimés sont corrects, et l'effet de la vitesse débitante sur le temps de propagation de la flamme dans la chambre est retrouvé. Le modèle décrit ainsi correctement les tendances, et l'équilibre des phénomènes qui gouvernent l'allumage circulaire est retrouvé.

Conclusion et perspectives

Cette thèse a pour objectif principal de développer des méthodes pour l'analyse de l'allumage des foyers annulaires. Cet allumage comporte trois phases dont la première consiste en la formation d'un volume initial de gaz chauds après l'étincelle initiale. La flamme se développe à partir de ce volume (deuxième phase) et se propage ensuite d'un injecteur à l'autre dans un processus qui est généralement désigné sous le nom d'allumage circulaire où "light-round" (troisième phase). De façon plus précise, il s'agit d'examiner cette dernière phase au cours de laquelle la flamme se propage à partir du volume initial vers le reste du foyer. Le mécanisme est important au niveau fondamental puisqu'il s'agit de mieux comprendre ce qui définit la dynamique de la flamme, le délai associé à cette dynamique, la structure de l'écoulement au cours du régime transitoire qui permet d'aboutir finalement à une combustion stabilisée dans le foyer. Ce mécanisme est aussi important en pratique puisqu'il intervient dans des chambres aéronautiques ou dans les foyers de turbines à gaz. Dans ces systèmes, l'allumage est une phase critique. Il est notamment important de pouvoir allumer le moteur lorsque les conditions thermodynamiques extérieures ne sont pas favorables (comme en altitude par exemple, où les température et pression extérieures sont bien en dessous de celles atmosphériques), voire de le rallumer après une extinction causée par une ingestion de poussières ou de grandes quantités d'eau. Tous ces problèmes, par leur complexité respective, ne peuvent être abordés dans le cadre d'une seule thèse. L'objectif est donc réduit pour qu'il soit possible d'aboutir à des résultats utilisables.

La logique de travail a d'abord consisté à réaliser des expériences sur un nouveau système de laboratoire (MICCA) tout en engageant de façon parallèle des simulations numériques. Les calculs ont d'abord concerné un système comportant un seul injecteur swirlé. Puis, la configuration complète a été simulée. La dernière partie de l'étude a porté sur une analyse des résultats d'abord par traitement des données issues du calcul puis au moyen d'une modélisation macroscopique. Il est utile de souligner le fait marquant principal issu de cette étude qui est d'avoir réussi avec succès à représenter un phénomène transitoire aussi complexe que l'allumage circulaire et d'avoir obtenu des résultats qui reflètent de façon assez fidèle ce qui était observé expérimentalement. Les calculs permettent de retrouver les structures de flammes et les délais de propagation. On donne dans ce qui suit les principaux résultats de l'étude.

La première partie de l'étude porte sur les essais effectués sur le banc MICCA. Ce banc comporte 16 injecteurs swirlés et les parois de la chambre sont en quartz ce qui permet une vue directe de la flamme à tous les instants du processus. Un grand nombre d'expériences a été réalisé et les séquences d'allumage ont été enregistrées. Cette étude systématique montre d'abord que les séquences d'allumage sont répétables et que les délais observés sont faiblement variables pour des conditions d'injection fixées. L'étude a porté sur le délai qui sépare le moment initial où le noyau de gaz chauds est créé et le moment où les flammes fusionnent dans une collision frontale (désignée par le terme *merging*, ou fusion des fronts de flamme). Il a été montré que ce délai diminuait lorsque la vitesse d'injection était augmentée. Ce comportement est observé dans une gamme de vitesses d'injection limitée par les possibilités du banc d'essai. Il a aussi été montré que le délai était particulièrement sensible aux conditions thermiques qui règnent dans la chambre au moment de l'allumage. Le délai est plus court si la chambre a fonctionné au préalable et que ses parois sont chaudes.

La deuxième partie de l'étude traite de la Simulation aux Grandes Echelles et des modèles qu'elle met en jeu. La combustion est prise en compte à travers une méthode de tabulation de la chimie par filtrage de flammes 1D laminaires (F-TACLES). Des premiers calculs de validation sont effectués afin de vérifier la propension du modèle à correctement reproduire la cinétique chimique issue de la combustion propane/air à la richesse considérée. Puis, des simulations numériques sur une géométrie de dimensions réduites par rapport au foyer annulaire (disposant d'un injecteur unique) sont effectuées. Les résultats de calcul sont comparés à des données d'essais issues de diagnostics laser, et montrent des résultats très satisfaisants, ce qui démontre la capacité du code à capturer les grandes structures d'un écoulement sans combustion. La sensibilité du code au maillage est également évaluée en effectuant plusieurs simulations numériques identiques sur des maillages disposant d'un niveau de raffinement différent.

La troisième partie de l'étude fait état de simulations numériques sur la configuration complète annulaire disposant des 16 injecteurs. La comparaison entre les données de calcul et les expériences menées lors de la première partie de l'étude montre de très bonnes similitudes en terme de géométrie de flamme, de temps de propagation et de trajets empruntés par les fronts de flamme. Cinq phases majeures sont identifiées, permettant de segmenter le processus d'allumage circulaire : (I) phase d'expansion brutale du noyau de gaz chauds, (II) phase d'expansion en arche du front, (III) phase de propagation en deux fronts distincts, (IV) phase de fusion des deux fronts et (V) état stationnaire. Un autre modèle de combustion (TFLES) conceptuellement différent (épaississement du front par un facteur F plutôt que filtrage comme pour F-TACLES) est également utilisé, et les résultats sont comparés avec ceux de F-TACLES et les données expérimentales sur MICCA. Il est montré que les deux modèles donnent des résultats très satisfaisants. Le modèle F-TACLES, de par sa méthode d'élargissement du front par filtrage, permet d'obtenir une surface de flamme résolue davantage plissée que pour TFLES.

La quatrième partie de l'étude porte sur l'analyse détaillée des résultats de simulation. En particulier, la dynamique des fronts au cours de l'allumage circulaire est décrite, en terme de quantification des surfaces de flammes, d'inclinaison des fronts, et des positions et vitesses de la pointe avant des fronts. La dynamique de l'écoulement dans la chambre et en sortie est analysée, notamment en terme de vitesses axiale et azimutale, et de débits. Il est montré de fortes disparités entre la dynamique des gaz frais et celle des gaz brûlés, malgré une vitesse de propagation qui reste quasi-constante $S_a^T \simeq 12 \text{ m.s}^{-1}$ tout au long de l'allumage circulaire. Trois sous-phases à la phase (III) précédemment citée sont identifiées : (III)a phase transitoire entre l'arrivée de l'arche en sortie de la chambre et le début de la propagation en deux fronts, (III)b propagation en deux fronts et (III)c interaction à distance entre les deux fronts due à un effet de chasse des gaz frais en amont de chaque front, qui modifie la dynamique de chacun des fronts de réaction avant qu'ils ne fusionnent. Cette description par phases (voir Fig. 5.35) vient s'adjoindre aux précédentes descriptions de l'allumage proposées par Lefebvre (1998); Eyssartier et al. (2011).

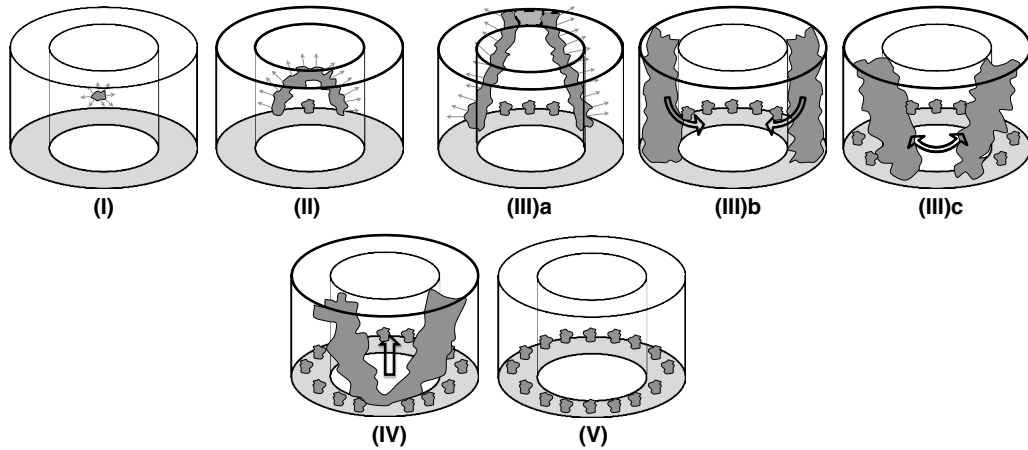


FIGURE 5.35 – Schémas des phases de l'allumage d'une chambre de combustion telles qu'elles ont été décrites au cours des chapitres 3 et 4 de ce manuscrit.

La cinquième et dernière partie de l'étude constitue la combinaison de l'ensemble des observations et conclusions des quatre précédentes parties afin de comprendre la propagation de la flamme et de déterminer un modèle pour la vitesse absolue turbulente S_a^T . A ce titre, des bilans macroscopiques de masse, quantité de mouvement et des simplifications géométriques du domaine d'étude que constitue la chambre annulaire sont réalisés. Il est finalement montré que la vitesse de propagation peut être obtenue en résolvant un système d'équations constitué de l'ensemble des paramètres physiques intervenant dans le problème, dont une équation différentielle du premier ordre sur S_a^T . Cette modélisation montre des résultats permettant de reproduire assez fidèlement l'évolution de la vitesse absolue turbulente obtenue dans la simulation sur l'ensemble de la

phase (III).

Concernant la suite de ces travaux de thèse, plusieurs axes d'étude peuvent être envisagés.

Sur la partie expérimentale, multiplier les réalisations d'allumage dans des conditions ambiantes pour l'ensemble des points de fonctionnement permettrait de compléter la carte des temps d'allumage disponible au chapitre 1. La variabilité du temps d'allumage entre les différentes réalisations, et entre les différents points de fonctionnement, pourrait être comparée à celle trouvée dans le cas des expérimentations effectuées avec des parois préchauffées afin de déterminer une tendance générale entre le débit d'injection et le temps d'allumage. Une variation en richesse apporterait également des informations complémentaires à cette étude.

Sur la partie calcul LES, de récents travaux de [Durox et al. \(2015\)](#) sur la chambre MICCA montée avec des bols (pièce métallique évasée et fixée en sortie d'injecteur permettant l'ouverture du jet tourbillonnant, utilisée notamment dans les moteurs aéronautiques) montrent une alternance deux à deux des flammes en régime stationnaire : quand la zone de recirculation centrale d'une flamme est très évasée, celle de ses voisines est plutôt étroite, et inversement. Cette configuration particulière de flammes stabilisées a été simulée lors de la présente thèse, sans toutefois aboutir à des résultats comparables à l'expérience. L'hypothèse la plus probable afin d'expliquer cela est que l'impact des transferts thermiques avec les parois sur de telles flammes stabilisées est un facteur primordial à prendre en compte (*a fortiori* avec la présence de bol qui augmente la surface d'échange de la flamme en sortie d'injecteur, et en régime stationnaire où les flammes échangent en continu de la chaleur avec les murs du domaine). A ce titre, les parois adiabatiques ne sont plus adaptées. L'importance de la thermique de paroi a également été observé sur les transitoires d'allumage circulaire en expérience lors de la présente thèse (voir chapitre 1). L'inclusion des pertes thermiques (voir les travaux récents sur le modèle F-TACLES de [Mercier et al. \(2014\)](#)) dans une simulation d'allumage circulaire dans des conditions ambiantes et la comparaison avec les résultats expérimentaux serait donc une étude complémentaire permettant de vérifier la prédictivité du modèle et du code sur un cas encore plus complexe. Cela permettrait également de vérifier la généralisation du modèle présenté au chapitre 5.

Sur l'aspect modélisation numérique, le modèle fractal pour le facteur de plissement de sous-maille, tel qu'il a été présenté dans le chapitre 2, impose la valeur du paramètre β . Cependant, les récents travaux de [Wang et al. \(2011\)](#); [Wang et al. \(2012\)](#); [Schmitt et al. \(2015\)](#) sur le sujet montre que ce paramètre, lorsqu'il est calculé dynamiquement, permet une meilleure reproduction des phases transitoires de la combustion (comme l'allumage par un noyau de gaz chauds par exemple) où l'équilibre entre la turbulence et le plissement de la surface de flamme n'est pas encore atteint. Dans le cas de l'allumage de la chambre MICCA présenté dans cette thèse, cet aspect serait particulièrement intéres-

sant à investiguer, surtout que la proportion de la surface de flamme calculée par le modèle de sous-maille n'est pas négligeable devant la surface résolue par le modèle F-TACLES. Il existe également de nouvelles méthodes numériques adaptatives en espace et en temps (Duarte et al. (2013)) permettant la simulation de front réactif. Elles permettent notamment d'obtenir un raffinement de maillage plus important dans les zones de fort gradient (i.e. au travers de la flamme par exemple), et de conserver un maillage plus grossier ailleurs. Dans le cas de l'allumage par sphère de gaz brûlés, cela permettrait de pouvoir augmenter la résolution localement afin d'avoir une meilleure description de la déformation du noyau par l'écoulement turbulent. Plus généralement, de telles méthodes peuvent *in fine* réduire les coûts de calcul.

Enfin, les récents travaux menés pendant la thèse de K. Prieur sur la chambre MICCA ont permis de réaliser des expériences d'allumage diphasique (combustion n-heptane/air ou dodécane/air) montrant des comportements similaires (en termes de temps de propagation et de géométrie de flamme) à ceux observés dans le cas de l'allumage parfaitement prémélangé. La thèse en cours de T. Lancien s'attache à simuler cette configuration. Là encore, il serait intéressant de vérifier la validité du modèle pour la vitesse absolue turbulente présenté au chapitre 5 dans ce cas d'allumage circulaire.

Annexe A

2^{ème} simulation numérique aux grandes échelles de l'allumage circulaire de la chambre MICCA

Cette partie annexe présente l'ensemble des données disponibles sur la 2^{ème} simulation numérique de l'allumage circulaire de la chambre de combustion MICCA. Les paramètres physiques utilisés sont concaténées dans la Table 1.1 du chapitre 1 et correspondent au point #3. Il est à noter que le même maillage que celui pour le calcul présenté dans le chapitre 3 a été utilisé, ainsi que les mêmes paramètres numériques. La seule différence réside donc dans le débit d'injection entre les deux simulations.

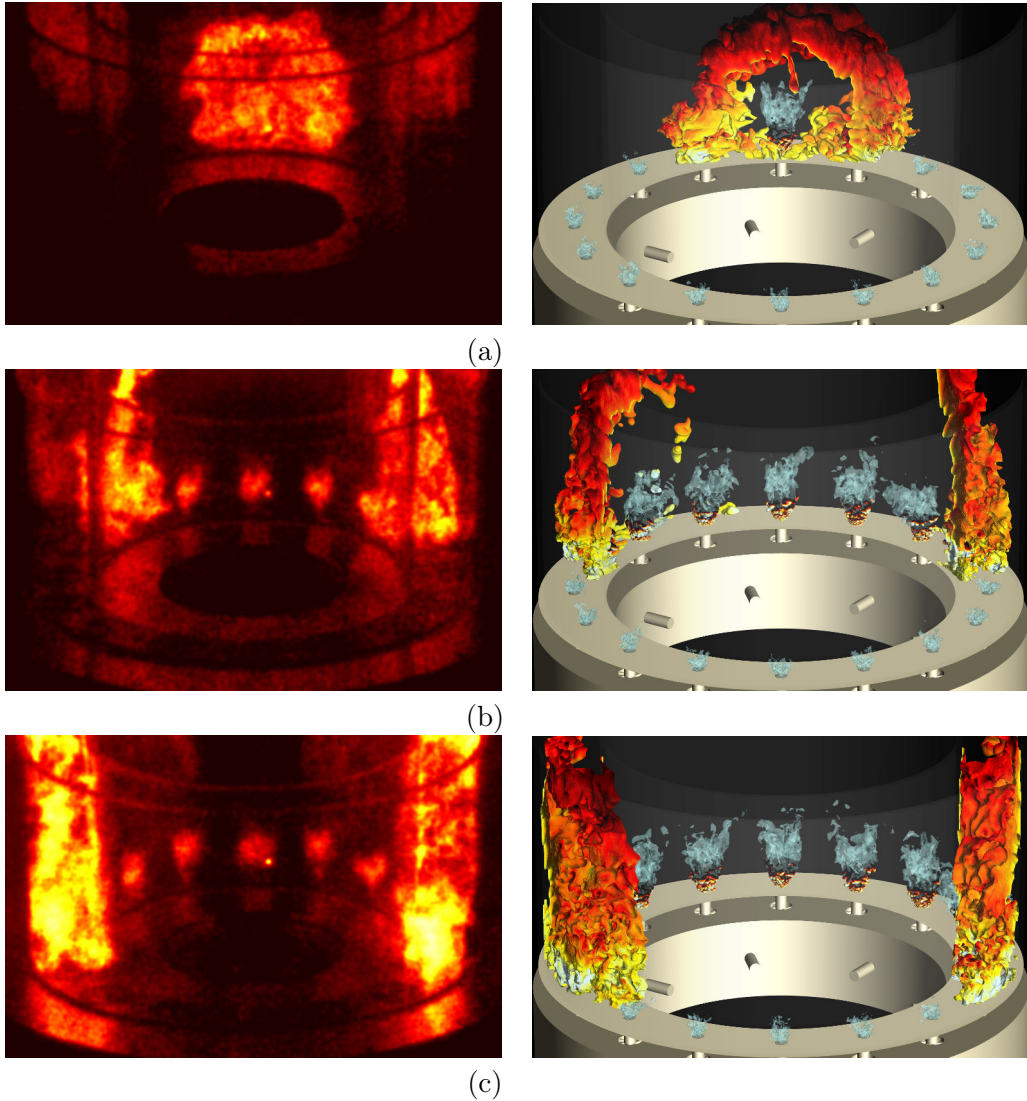


FIGURE A.1 – *Trois instants successifs d'une séquence d'allumage, correspondant respectivement à $t = 10$ (a), 20 (b) et 30 ms (c) pour le point de fonctionnement #3. Gauche : données expérimentales sous la forme d'intensité lumineuse émise par la flamme durant le processus d'allumage circulaire (représentée en fausses couleurs, le jaune et le noir correspondant respectivement à la plus haute et la plus basse valeur d'intensité lumineuse). Droite : résultats de simulation numérique au même instant. Le front de flamme est mise en exergue par une isosurface de la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$, et colorée par la vitesse axiale (jaune : -30 m.s^{-1} ; noir : $+15 \text{ m.s}^{-1}$). Les isosurfaces bleues correspondent au champ de vitesse de l'écoulement $U = 25 \text{ m.s}^{-1}$.*

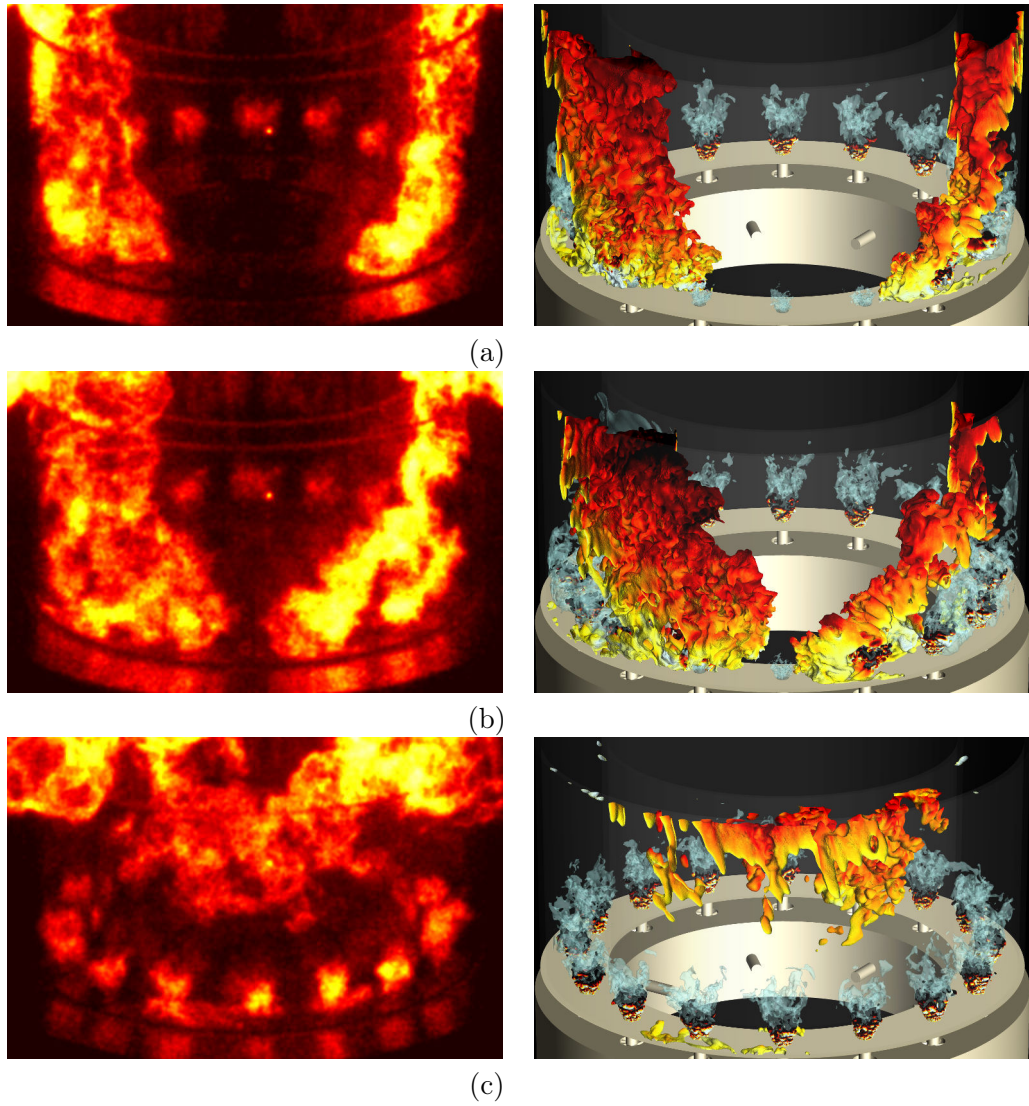


FIGURE A.2 – Trois instants successifs d'une séquence d'allumage, correspondant respectivement à $t = 35$ (a), 40 (b) et 50 ms (c). Même légende que pour la Fig. A.1.

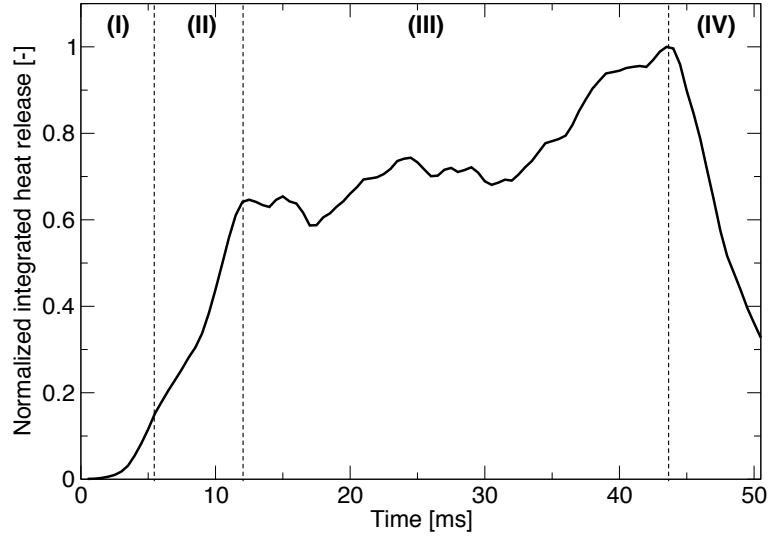


FIGURE A.3 – Time evolution of the numerical integrated heat release (solid line). The phases of the light-round process are delineated by the vertical dashed lines.

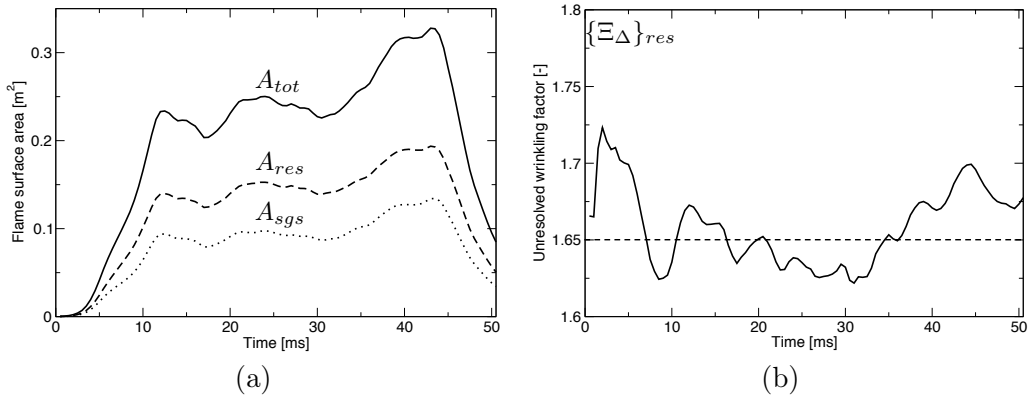


FIGURE A.4 – (a) Surfaces de flamme résolue (traits discontinus), de sous-maille (pointillés) et totale (trait continu) en fonction du temps; (b) Evolution du facteur de plissement de sous-maille Ξ_{Δ} en fonction du temps (voir section 3.5.1 pour la définition de ce paramètre).

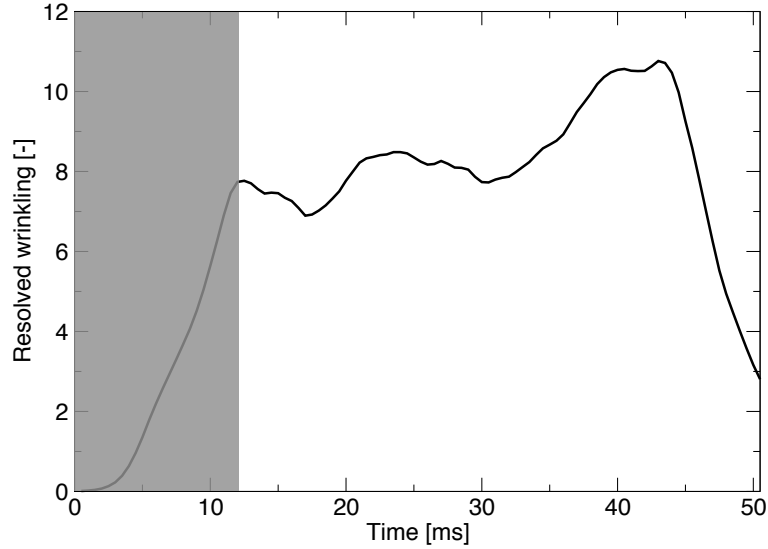


FIGURE A.5 – Evolution du facteur de plissement résolu Ξ_{res} en fonction du temps. La partie grisée correspond aux phases de propagation en sphère puis en arche où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans.

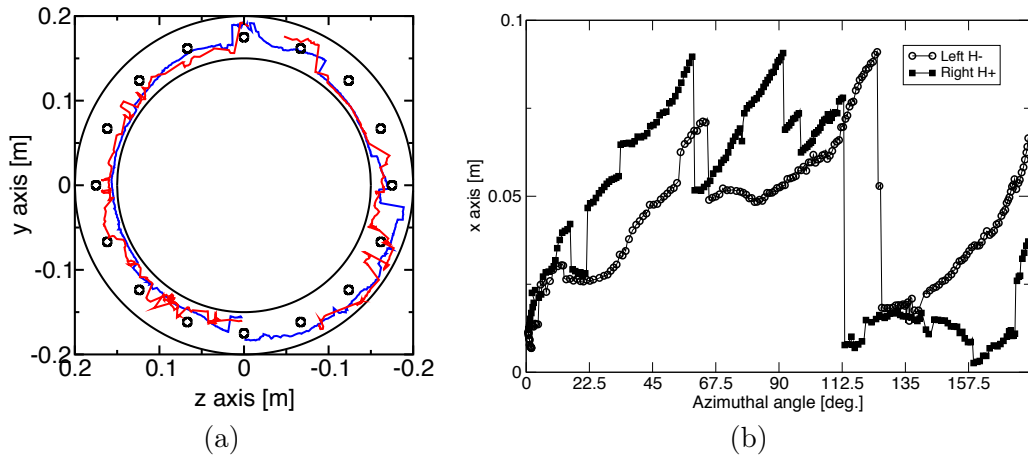


FIGURE A.6 – (a) Schéma de la chambre en vue de dessus (même orientation et schématisation que pour la figure 1.4). Les grands cercles délimitent les parois latérales en quartz; les petits cercles marquent l'emplacement des injecteurs swirlés. Les lignes bleues correspondent au trajets respectifs des pointes avant des fronts gauche et droite; les lignes rouges symbolisent le parcours des bords arrière pour ces deux mêmes fronts; (b) Position projetée sur l'axe d'injection x des pointes avant des fronts de la demi-chambre H^- (cercles vides joints par une droite) et de la demi-chambre H^+ (carrés pleins également joints par une droite) en fonction de l'angle d'azimut (de 0 deg. (secteur S_0) à 180 deg. (secteur S_8)).

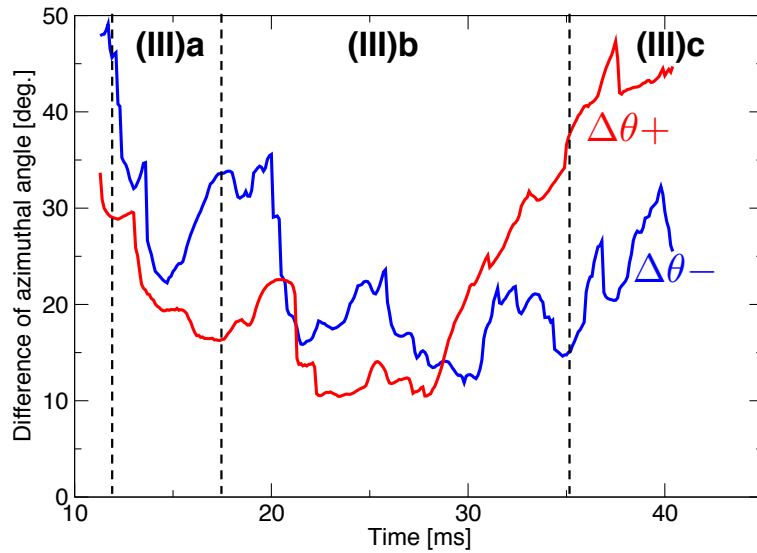


FIGURE A.7 – Différence d'angle azimuthal entre la pointe avant et le bord arrière du front de flamme pour respectivement les demi-chambres H- ($\Delta\theta-$, trait continu bleu) et H+ ($\Delta\theta+$, trait continu rouge). Les traits discontinus noirs verticaux délimitent 3 sous-phases à la phase (III), notées respectivement (III)a, (III)b et (III)c.

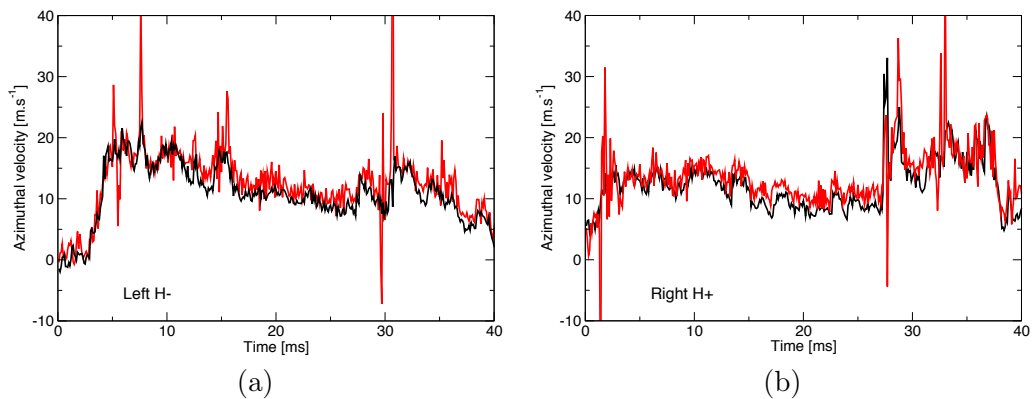


FIGURE A.8 – Vitesse azimuthale de la pointe avant (v_{θ}^{lp} , en rouge) et de l'écoulement au même point (v_{θ}^{flow} , en noir) : (a) pour la demi-chambre H-; (b) pour la demi-chambre H+.

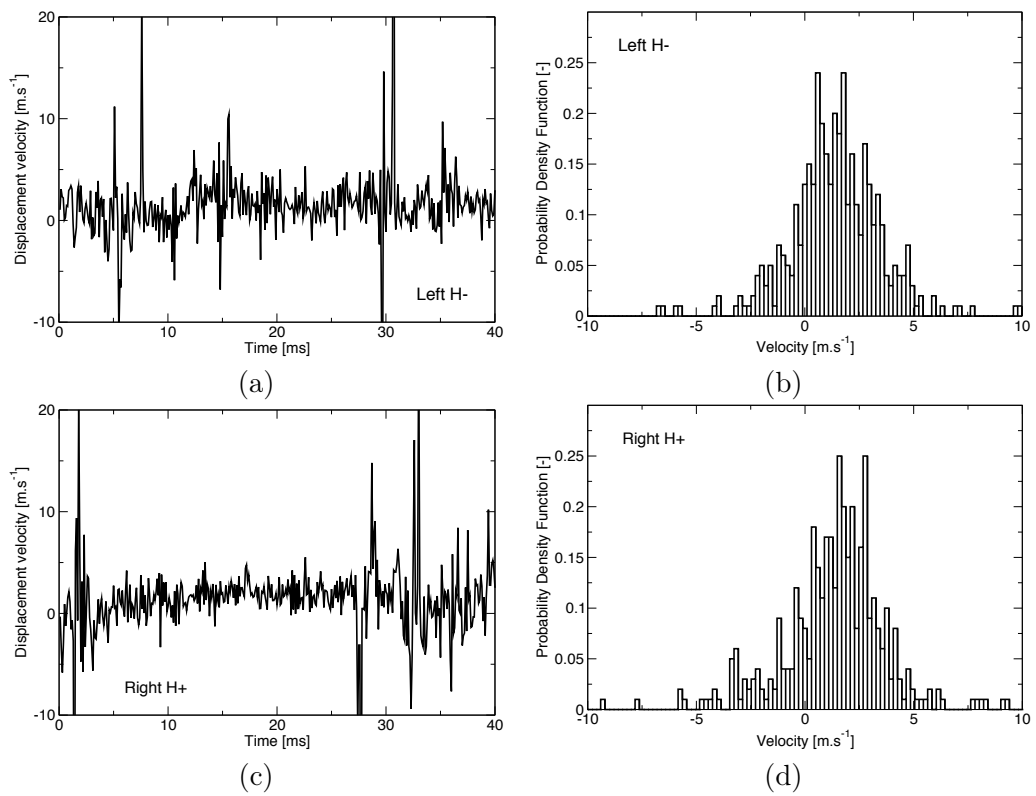


FIGURE A.9 – *A gauche : vitesse azimutale de déplacement S_d au leading point (Eq. 4.7) (a) pour la demi-chambre H- et (c) pour la demi-chambre H+ ; à droite : densité de probabilité de la vitesse de déplacement au leading point (b) pour la demi-chambre H- et (d) pour la demi-chambre H+.*

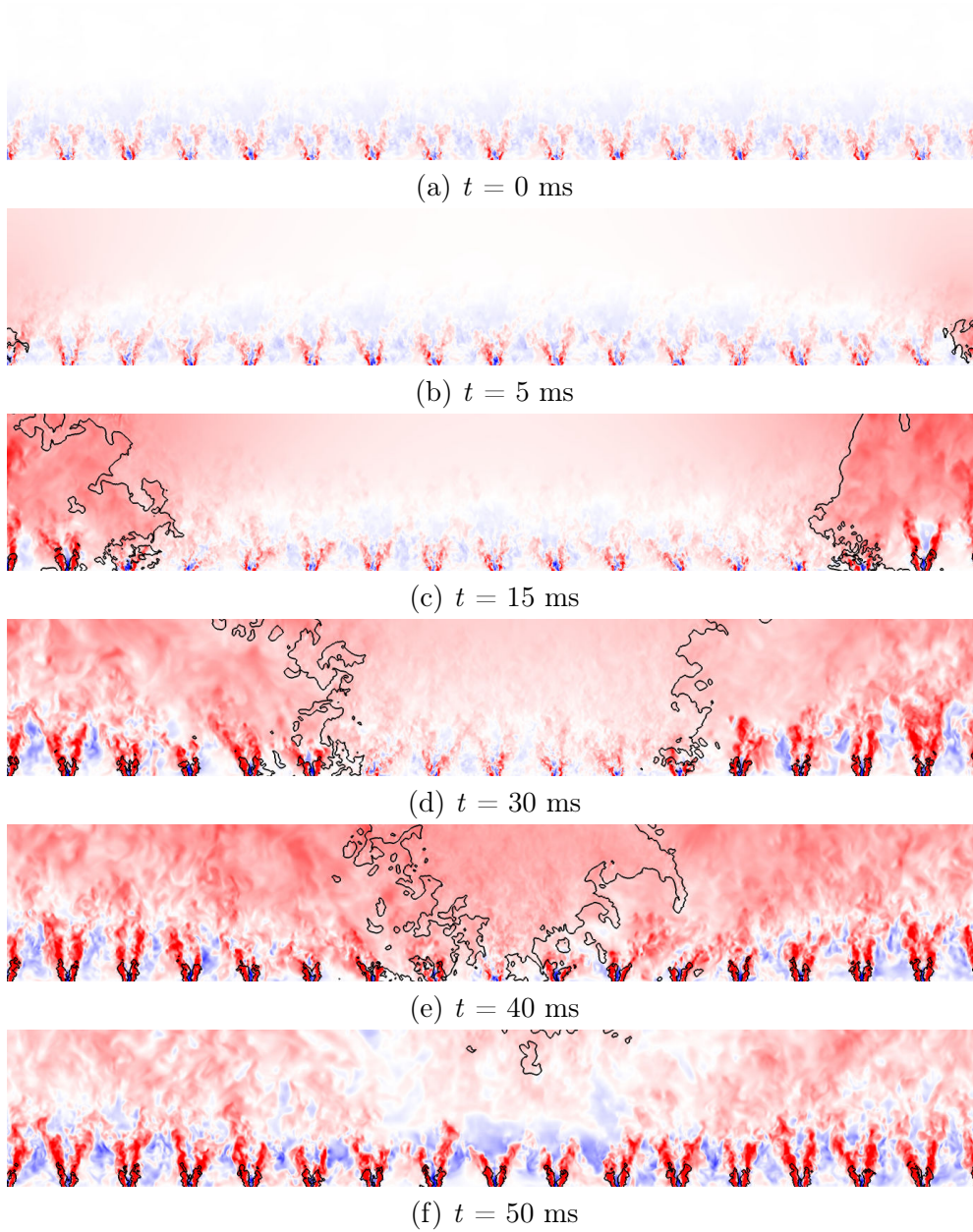


FIGURE A.10 – Coupe cylindrique (voir Fig. 4.17) de la chambre MICCA colorée par la vitesse axiale u_x (bleu : -30 m.s^{-1} ; blanc : nulle ; rouge : $+30 \text{ m.s}^{-1}$). L'isoligne noire représente la variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$.

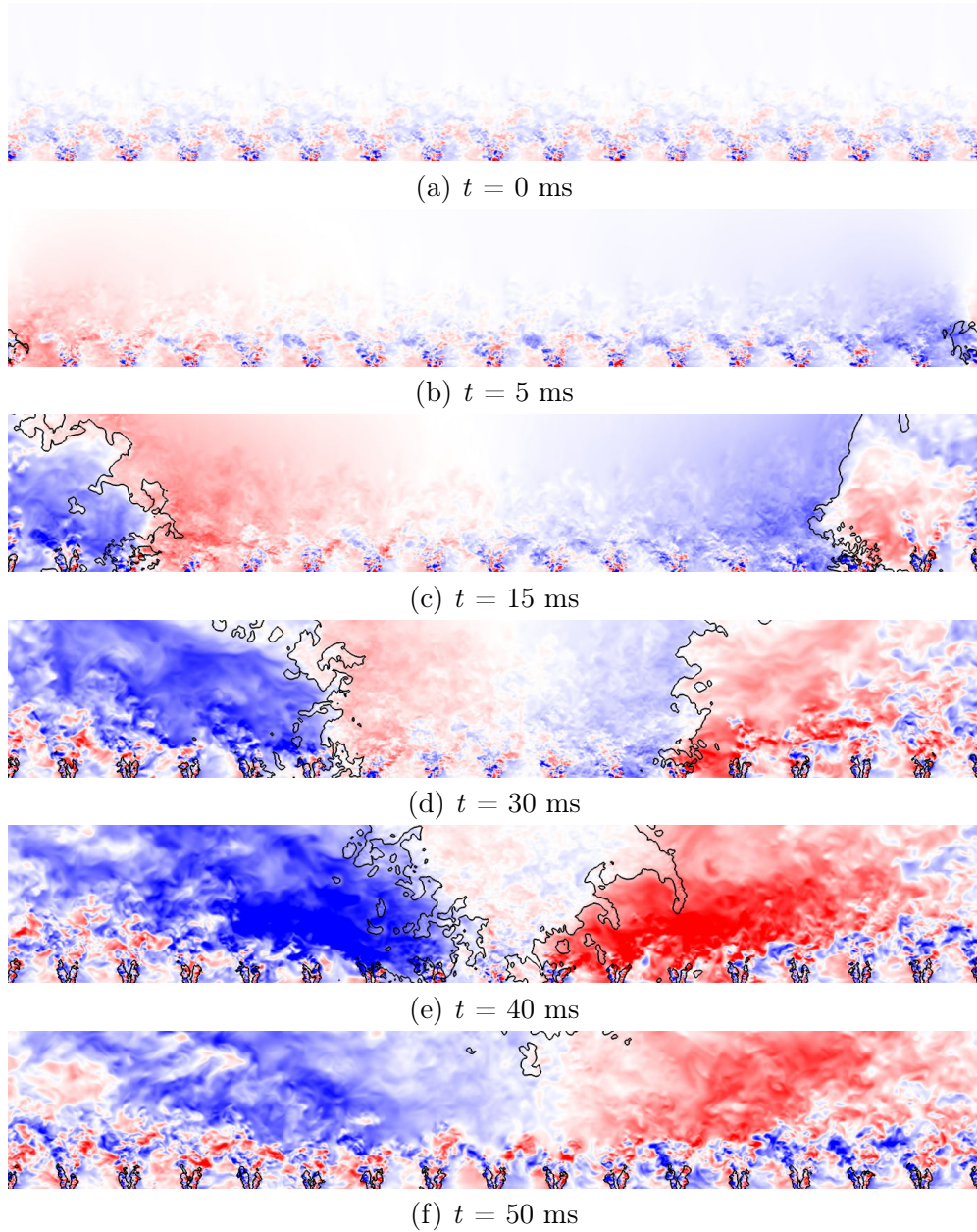


FIGURE A.11 – Coupe cylindrique (voir Fig. 4.17) de la chambre MICCA colorée par la vitesse azimutale v_θ (bleu : -20 m.s^{-1} ; blanc : nulle; rouge : $+20 \text{ m.s}^{-1}$). L'isocontour noir représente la position de la flamme correspondant à une variable de progrès $\tilde{c} = 0.9$.

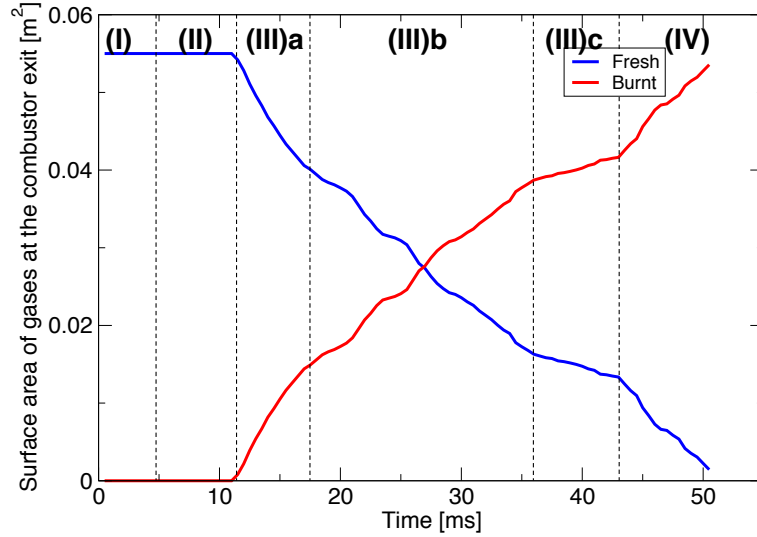


FIGURE A.12 – Evolution de la surface couverte par respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18$ m). Les traits discontinus verticaux séparent l’allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du chapitre 4).

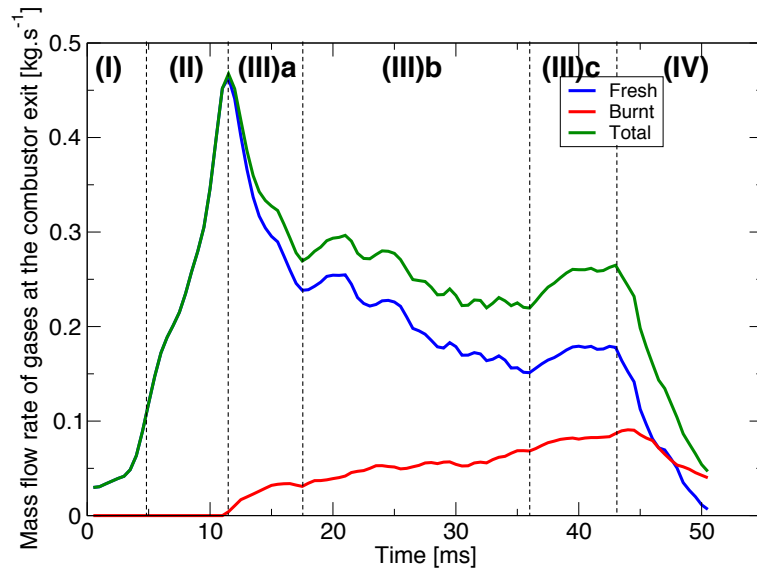


FIGURE A.13 – Evolution du débit en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18$ m) pour respectivement les gaz frais (bleu), les gaz brûlés (rouge), et le débit total (vert). Les traits discontinus verticaux séparent l’allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du chapitre 4).

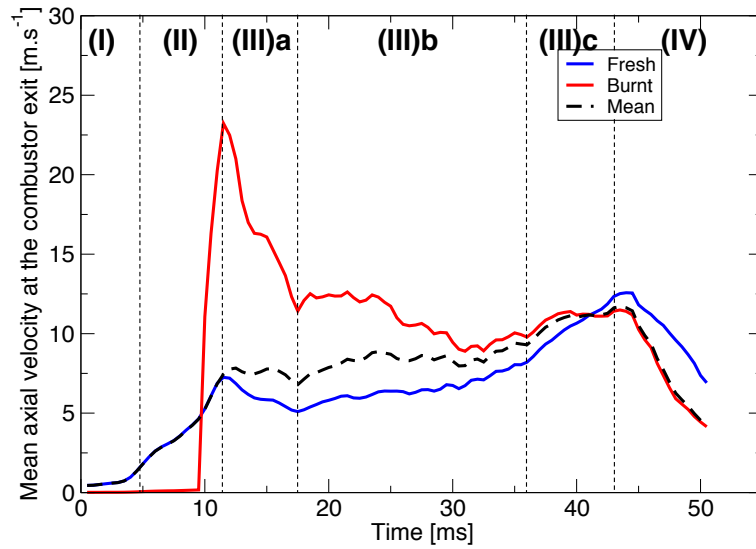


FIGURE A.14 – Evolution de la vitesse axiale moyenne en sortie de chambre annulaire (plan à $x = 0.18$ m) pour respectivement les gaz frais (bleu) et les gaz brûlés (rouge). La courbe noire représentées en traits discontinus symbolisent la vitesse moyenne \bar{u} . Les traits discontinus verticaux séparent l'allumage circulaire en phases distinctes (voir chapitre 3 et la section 4.2.2 du chapitre 4).

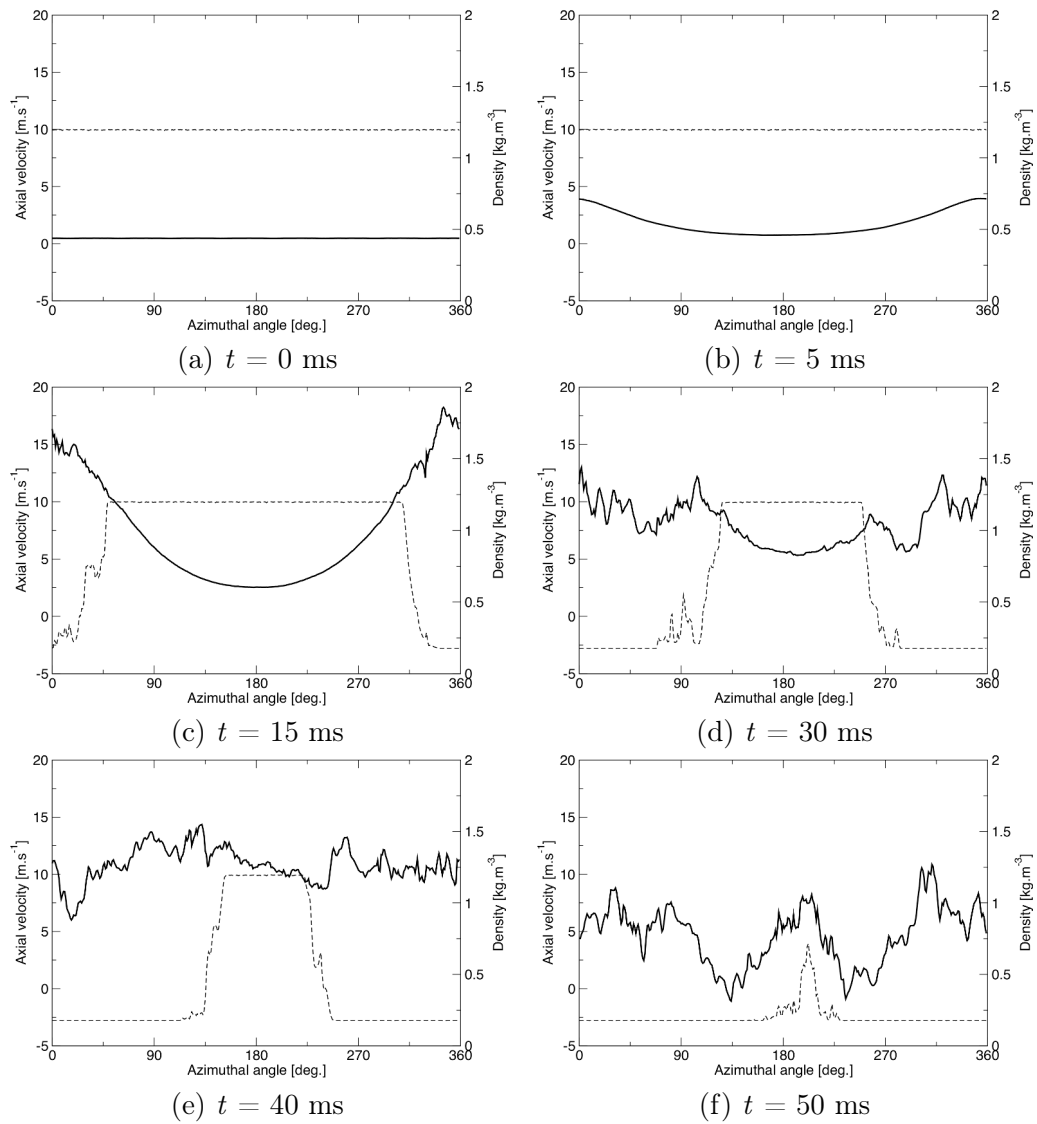


FIGURE A.15 – Evolution en fonction de l'angle d'azimut de la vitesse axiale (traits continus) et de la densité (traits discontinus) au plan $x = 0.18$ m. L'orientation est la même que celle définie dans la Fig. 4.17.

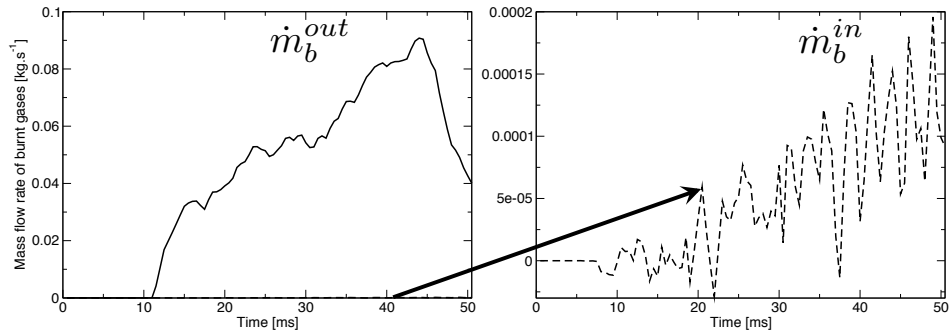


FIGURE A.16 – Evolution du débit de gaz brûlés à travers respectivement le plan de sortie (trait continu) et le fond de chambre (traits discontinus) durant l’allumage circulaire. Les échelles des deux figures sont différentes.

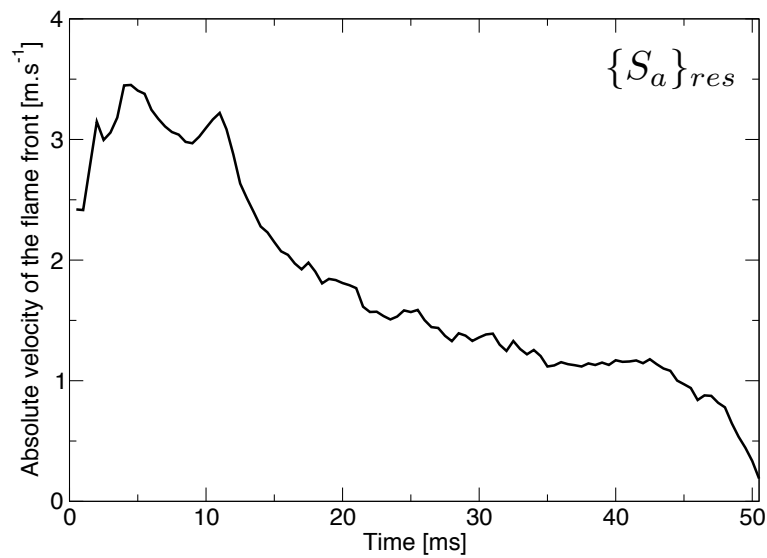


FIGURE A.17 – Evolution de la vitesse absolue moyennée sur la surface de flamme résolue $\{S_a\}_{res}$ lors de l’allumage circulaire.

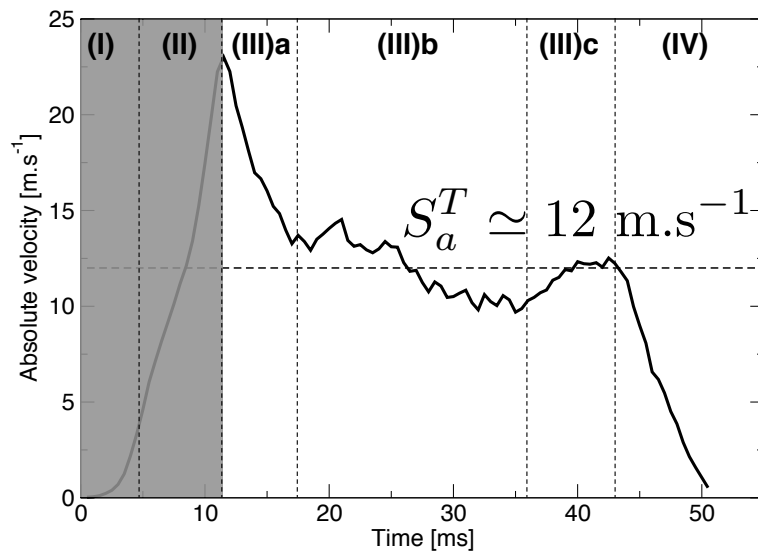


FIGURE A.18 – Evolution de la vitesse absolue turbulente sur la surface de flamme résolue S_a^T lors de l'allumage circulaire. La partie grisée correspond aux phases (I) et (II) de l'allumage circulaire (voir section 3.4.1 du chapitre 3) où la flamme ne peut pas être assimilée à deux plans se propageant dans l'espace annulaire. Les traits discontinus horizontaux symbolisent la vitesse absolue turbulente moyenne sur la phase (III) de l'allumage (soit $S_a^T \simeq 12 \text{ m.s}^{-1}$). Les traits discontinus verticaux marquent les différentes phases de l'allumage circulaire (voir la conclusion du chapitre 4).

Annexe B

Validations de la théorie sur les vitesses caractéristiques de flamme

Cette annexe comporte les validations de la théorie développée au chapitre 5 sur les vitesses caractéristiques de flamme prémélangée.

B.0.1 Flamme laminaire non-étirée

Dans un premier temps, le cas de la flamme laminaire non-étirée est traité (voir Fig. B.1). La flamme se déplace par rapport aux gaz frais à une vitesse de déplacement (définie du côté des gaz frais) S_d , consomme les réactifs à une vitesse de consommation S_c sur une épaisseur thermique δ_t^0 .

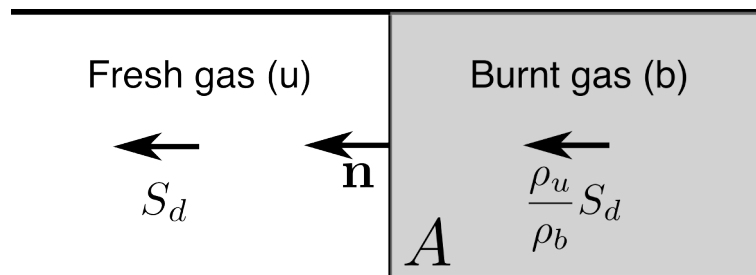


FIGURE B.1 – Schéma d'une flamme laminaire non-étirée.

Ce cas particulier de combustion prémélangée est largement documenté dans la littérature. Par exemple, [Poinsot and Veynante \(2011\)](#) proposent des expressions exactes pour les quantités mentionnées ci-avant, qui sont rassemblées dans la Table B.1.

Dans cette table, le paramètre α s'écrit tel que :

$$\alpha = (T_b - T_u)/T_b$$

Vit. absolue $S_a(\tilde{c})$	Vit. de déplacement $S_d(\tilde{c})$	Vit. de consommation S_c
$S_l^0 - v_u$	$S_l^0(1 + \alpha\tilde{c}/(1 - \alpha))$	S_l^0

TABLE B.1 – Expressions des vitesses de flamme pour une flamme plane laminaire.

La vitesse de consommation de la flamme laminaire non-étirée peut être déduite de l'équation 5.4 :

$$\rho_u A S_c = \int_{\delta_l^0} \dot{\omega}_c dx A \quad (\text{B.1})$$

$$\rho_u S_c = \int_{\delta_l^0} \dot{\omega}_c dx \quad (\text{B.2})$$

En intégrant l'équation 5.29 sur l'épaisseur de flamme laminaire (soit entre $\tilde{c} = 0$ dans les gaz frais et $\tilde{c} = 1$ dans les gaz brûlés), il vient :

$$\rho_u S_d = \int_{\delta_l^0} \dot{\omega}_c dx \quad (\text{B.3})$$

Ainsi, dans le cas de la flamme laminaire non-étirée, la vitesse de consommation est égale à la vitesse de flamme laminaire S_l^0 et également à la vitesse de déplacement S_d . Cela est vérifié par les équations B.2 and B.3.

En définissant v_u la vitesse des gaz frais et $v_b = v_u + S_l(\alpha/(1 - \alpha))$ la vitesse des gaz brûlés, et en insérant ces deux expressions dans l'équation 5.28, on obtient :

$$[\rho_u \{S_d^*\}_{res} - \rho_b (S_l^0 - v_u)] A_{res} = \rho_b \left(v_u + S_l^0 \frac{\alpha}{1 - \alpha} \right) A_{res} - \dot{m}_b^{in} + V_b \frac{d\rho_b}{dt} \quad (\text{B.4})$$

Dans le cas particulier de la flamme laminaire non-étirée, le débit de gaz brûlés à travers la surface d'entrée est nul $\dot{m}_b^{in} = 0$. En considérant la variation de masse volumique dans les gaz brûlés négligeable $V_b \frac{d\rho_b}{dt} = 0$, il vient :

$$\{S_d^*\}_{res} = \frac{\rho_b}{\rho_u} \left(v_u + S_l^0 \frac{\alpha}{1 - \alpha} \right) + \frac{\rho_b}{\rho_u} (S_l^0 - v_u) \quad (\text{B.5})$$

En considérant que la combustion s'effectue à pression constante : $\rho_u r T_u = \rho_b r T_b$, et sachant que : $\alpha = (T_b - T_u)/T_b$, on a : $\rho_b/\rho_u = T_u/T_b = 1 - \alpha$. Finalement :

$$\begin{aligned} \{S_d^*\}_{res} &= (1 - \alpha) \left(v_u + S_l^0 \frac{\alpha}{1 - \alpha} + S_l^0 - v_u \right) = \alpha S_l^0 + S_l^0 - \alpha S_l^0 \\ &= S_l^0 = S_c \quad (\text{B.6}) \end{aligned}$$

Ainsi, l'équation 5.33 est vérifiée et il est trouvé que la vitesse de déplacement pondérée par la masse volumique des gaz frais $\{S_d^*\}_{res}$ est égale à la vitesse de flamme laminaire S_l^0 .

Vit. absolue $S_a(\tilde{c})$	Vit. de déplacement $S_d(\tilde{c})$	Vit. de consommation S_c
$\frac{d}{dt}r(t)$	$\simeq \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{d}{dt}r(t)$	$\frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{d}{dt}r(t)$

TABLE B.2 – Expressions des vitesses de flamme pour une flamme sphérique.

B.0.2 Flamme sphérique

La flamme sphérique est un cas élémentaire particulièrement intéressant dans le cas de l'allumage circulaire de la chambre MICCA car celui-ci est effectué par dépôt d'une sphère de gaz chauds (voir chapitre 3 pour davantage de détails sur la procédure d'initiation de l'allumage). Un schéma de principe est disponible en Fig. B.2.

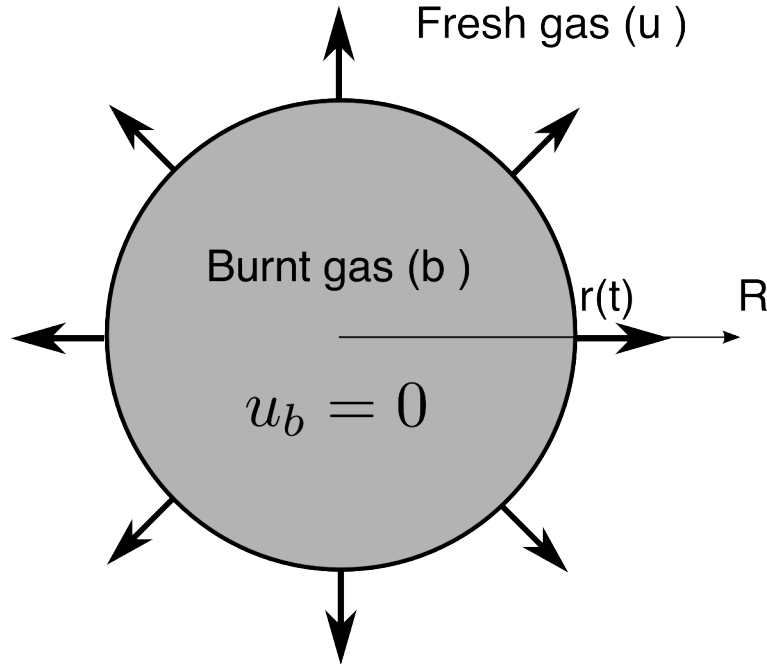


FIGURE B.2 – Schéma d'une flamme sphérique.

Pour ce cas particulier de flamme sphérique, des expressions pour les différentes vitesses de flamme examinées dans cette analyse peuvent être trouvées (voir [Poinsot and Veynante \(2011\)](#)), dont les valeurs sont concaténées dans la Table B.2.

L'équation 5.28 peut être réécrite en notant que $S_a = dr(t)/dt$:

$$\{S_d^*\}_{res} = \frac{\dot{m}_b^{out} - \dot{m}_b^{in}}{\rho_u A_{res}} + \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{d}{dt}r(t) \quad (B.7)$$

En considérant que la vitesse des gaz brûlés $v_b = 0$, le terme de différence de

débit entre la sortie et l'entrée du domaine est nul $\dot{m}_b^{out} - \dot{m}_b^{in} = 0$, quel que soit le volume de contrôle considéré (i.e. qu'il soit plus petit ou plus grand que le rayon de la flamme sphérique). Cela mène à :

$$\{S_d^*\}_{res} = \frac{\rho_b}{\rho_u} \frac{d}{dt} r(t) = S_c \quad (\text{B.8})$$

ce qui satisfait l'équation 5.33.

Références

- Ahmed, S. F., R. Balachandran, T. Marchione, and E. Mastorakos (2007). Spark ignition of turbulent nonpremixed bluff-body flames. *Combustion and Flame* 151(1-2), 366–385. (p. 5, 15)
- Ahmed, S. F. and E. Mastorakos (2006). Spark ignition of lifted turbulent jet flames. *Combustion and Flame* 146(1-2), 215–231. (p. 5, 15)
- Auzillon, P., O. Gicquel, N. Darabiha, D. Veynante, and B. Fiorina (2012, AUG). A Filtered Tabulated Chemistry model for LES of stratified flames. *Combustion and Flame* 159(8, SI), 2704–2717. (p. 34, 78)
- Auzillon, P., E. Riber, L. Y. M. Gicquel, O. Gicquel, N. Darabiha, D. Veynante, and B. Fiorina (2013, 1). Numerical investigation of a helicopter combustion chamber using les and tabulated chemistry. *Comptes Rendus Mécanique* 341(1–2), 257–265. (p. 78)
- Bach, E., J. Kariuki, J. R. Dawson, and E. Mastorakos (2013, June). Spark ignition of single bluff-body premixed flames and annular combustors. *51st AIAA Aerospace Sciences Meeting 2013-1182*. (p. 8, 65, 90)
- Barré, D., L. Esclapez, M. Cordier, E. Riber, B. Cuenot, G. Staffelbach, B. Renou, A. Vandel, L. Y. Gicquel, and G. Cabot (2014). Flame propagation in aeronautical swirled multi-burners : Experimental and numerical investigation. *Combustion and Flame* 161(9), 2387 – 2405. (p. 6, 34)
- Baum, M. and T. Poinsot (1995). Effects of mean flow on premixed flame ignition. *Combustion Science and Technology* 106(1-3), 19–&. (p. 4)
- Beduneau, J., B. Kim, L. Zimmer, and Y. Ikeda (2003, MAR). Measurements of minimum ignition energy in premixed laminar methane/air flow by using laser induced spark. *Combustion and Flame* 132(4), 653–665. (p. 4)
- Boger, M., D. Veynante, H. Boughanem, and A. Trouvé (1998). Direct numerical simulation analysis of flame surface density concept for large eddy simulation of turbulent premixed combustion. *Symposium (International) on Combustion* 27(1), 917 – 925. Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion Volume One. (p. 51)
- Boileau, M., G. Staffelbach, B. Cuenot, T. Poinsot, and C. Bérat (2008). LES of an ignition sequence in a gas turbine engine. *Combust. Flame* 154(1-2), 2–22. (p. v, vii, xiii, 5, 6, 34, 39, 46, 64, 65, 95)
- Bourgouin, J.-F., D. Durox, T. Schuller, J. Beaunier, and S. Candel (2013).

- Ignition dynamics of an annular combustor equipped with multiple swirling injectors. *Combustion and Flame* 160(8), 1398 – 1413. (p. 8, 15, 17, 31, 65, 74, 90, 178)
- Bradley, D., C. G. W. Sheppard, I. M. Suardjaja, and R. Woolley (2004). Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers. *Combust. Flame* 138, 55–77. (p. 2)
- Butler, T. and P. O'Rourke (1977). A numerical method for two dimensional unsteady reacting flows. *Symposium (International) on Combustion* 16(1), 1503 – 1515. (p. 46)
- Candel, S. (2002). Combustion dynamics and control : Progress and challenges. *Proceedings of the Combustion Institute* 29(1), 1–28. (p. 93)
- Candel, S. and T. Poinso (1990). Flame stretch and the balance equation for the flame area. *Combustion Science and Technology* 70(1-3), 1–15. (p. 93)
- Cardin, C., B. Renou, G. Cabot, and A. M. Boukhalfa (2013). Experimental analysis of laser-induced spark ignition of lean turbulent premixed flames : New insight into ignition transition. *Combustion and Flame* 160(8), 1414–1427. (p. 2)
- CERFACS (2011, DEC). AVBP handbook. (p. 34, 35, 39, 48, 52)
- Champion, M., B. Deshaies, G. Joulin, and K. Kinoshita (1986, SEP). Spherical flame initiation - Theory versus experiments for lean propane-air mixtures. *Combustion and Flame* 65(3), 319–337. (p. 4)
- Charlette, F., C. Meneveau, and D. Veynante (2002). A power-law flame wrinkling model for LES of premixed turbulent combustion Part I : non-dynamic formulation and initial tests. *Combust. Flame* 131(1-2), 159–180. (p. 51, 52, 80, 81)
- Colin, O., F. Ducros, D. Veynante, and T. Poinso (2000). A thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion. *Physics of Fluids* 12, 1843. (p. 46, 51, 78)
- Colin, O. and M. Rudgyard (2000). Development of high-order taylor-galerkin schemes for les. *Journal of Computational Physics* 162(2), 338–371. (p. 48, 52)
- Cordier, M., A. Vandel, G. Cabot, B. Renou, and A. Boukhalfa (2012). Laser-induced spark ignition of premixed confined swirled flames. *Combustion Science and Technology* (3), 379–407. (p. 5, 15)
- Cordier, M., A. Vandel, B. Renou, L. Esclapez, B. Barre, E. Riber, B. Cuenot, L. Gicquel, G. Cabot, and M. Boukhalfa (2013). Experimental and numerical analysis of an ignition sequence in a multiple-injectors burner. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2013 GT2013-94681*. (p. 15, 34, 74)
- de Goey, L. P. H., J. A. van Oijen, H. Bongers, and G. R. A. Groot (2003). New flamelet based reduction methods : the bridge between chemical reduction techniques and flamelet methods. In *European Combustion Meeting*. (p. 43)

- Duarte, M., S. Descombes, C. Tenaud, S. Candel, and M. Massot (2013). Time-space adaptive numerical methods for the simulation of combustion fronts. *Combustion and Flame* 160(6), 1083–1101. (p. 185)
- Durox, D., K. Prieur, T. Schuller, and S. Candel (2015). Different flame patterns linked with swirling injector interactions in an annular combustor. *Proceedings of ASME Turbo Expo 2015 : Turbine Technical Conference and Exposition*. (p. 69, 90, 184)
- Eyssartier, A., B. Cuenot, L. Gicquel, and T. Poinso (2011). Using les to predict ignition sequences and ignition probability of turbulent two-phase flames. *Combustion and Flame, submitted to*. (p. 91, 124, 125, 183)
- Eyssartier, A., G. Hannebique, D. Barré, L. Gicquel, and B. Cuenot (2011). Ignition predictions from non-reacting les : application and assessment on complex configurations. *CR Mécanique* 333. (p. 4)
- Favre, A. J. A. (1969). Statistical equations of turbulent gases. *SIAM, Problems of hydrodynamics and continuum mechanics*, 231–266. (p. 38)
- Fiorina, B., R. Baron, O. Gicquel, D. Thevenin, S. Carpentier, N. Darabiha, et al. (2003). Modelling non-adiabatic partially premixed flames using flame-prolongation of ildm. *Combustion Theory and Modelling* 7(3), 449–470. (p. 43, 44)
- Fiorina, B., R. Vicquelin, P. Auzillon, N. Darabiha, O. Gicquel, and D. Veynante (2010, MAR). A filtered tabulated chemistry model for LES of premixed combustion. *Combustion and Flame* 157(3), 465–475. (p. 34, 46, 47, 52, 78)
- Franzelli, B., E. Riber, M. Sanjosé, and T. Poinso (2010). A two-step chemical scheme for kerosene-air premixed flames. *Combust. Flame* 157(7), 1364–1373. (p. 80)
- Giannakopoulos, G. K., A. Gatzoulis, C. E. Frouzakis, M. Matalon, and A. G. Tomboulides (2015). Consistent definitions of “flame displacement speed” and “markstein length” for premixed flame propagation. *Combustion and Flame* 162(4), 1249–1264. (p. 132)
- Giaque, A., L. Selle, L. Gicquel, T. Poinso, H. Buechner, P. Kaufmann, and W. Krebs (2005). System identification of a large-scale swirled partially premixed combustor using les and measurements. *Journal of Turbulence* 6, N21. (p. 39)
- Gicquel, L. Y. M., N. Gourdain, J. F. Boussuge, H. Deniau, G. Staffelbach, P. Wolf, and T. Poinso (2011, 2011/3//). High performance parallel computing of flows in complex geometries. *Comptes Rendus Mécanique* 339(2–3), 104–124. (p. 78)
- Gicquel, L. Y. M., G. Staffelbach, and T. Poinso (2012, DEC). Large Eddy Simulations of gaseous flames in gas turbine combustion chambers. *Progress in Energy and Combustion Science* 38(6), 782–817. (p. 39)
- Gicquel, O., N. Darabiha, and D. Thévenin (2000). Liminar premixed hydrogen/air counterflow flame simulations using flame prolongation of

- {ILDm} with differential diffusion. *Proceedings of the Combustion Institute* 28(2), 1901 – 1908. (p. 43)
- Granet, V., O. Vermorel, C. Lacour, B. Enaux, V. Dugue, and T. Poinso (2012, APR). Large-Eddy Simulation and experimental study of cycle-to-cycle variations of stable and unstable operating points in a spark ignition engine. *Combustion and Flame* 159(4), 1562–1575. (p. 4)
- Hawkes, E. and R. Cant (2000). A flame surface density approach to large-eddy simulation of premixed turbulent combustion. *Proceedings of the Combustion Institute* 28(1), 51 – 58. (p. 51)
- Higgins, B., M. Mcquay, F. Lacas, and S. Candel (2001). An experimental study on the effect of pressure and strain rate on chemiluminescence of premixed fuel-lean methane/air flames. *Fuel* 80(11), 1583–1591. (p. 24)
- Hurle, I. R., R. B. Price, T. M. Sugden, and A. Thomas (1968). Sound emission from open turbulent premixed flames. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 303(1475), 409–427. (p. 24)
- Im, H. G. and J. H. Chen (1999). Structure and propagation of triple flames in partially premixed hydrogen-air mixture. *Combust. Flame* 119(4), 436–454. (p. 132)
- Jones, W. P. and A. Tyliczaczak (2010). Large eddy simulation of spark ignition in a gas turbine combustor. *Flow Turbulence and Combustion* 85, 711–734. (p. 5, 64)
- Kee, R. J., J. A. Miller, and T. H. Jefferson (1980). Chemkin : A general-purpose, problem-independent, transportable, fortran chemical kinetics code package. Technical report, Sandia Labs., Livermore, CA (USA). (p. 44)
- Kelley, A. P., G. Jomaas, and C. K. Law (2009). Critical radius for sustained propagation of spark-ignited spherical flames. *Combustion and Flame* 156(5), 1006–1013. (p. 4)
- Ko, Y., R. W. Anderson, and V. S. Arpaci (1991). Spark ignition of propane-air mixtures near the minimum ignition energy. part i. an experimental study. *Combust. Flame* 83, 75–87. (p. 4)
- Ko, Y., V. Arpaci, and R. Anderson (1991, JAN). Spark-ignition of propane air mixtures near the minimum ignition energy .2. A model development. *Combustion and Flame* 83(1-2), 83–88. (p. 4)
- Kollmann, W. and J. H. Chen (1994). Dynamics of the flame surface area in turbulent non-premixed combustion. In *Symposium (International) on Combustion*, Volume 25, pp. 1091–1098. Elsevier. (p. 130)
- Kravchik, T. and E. Sher (1994, DEC). Numerical modeling of spark-ignition and flame initiation in a quiescent methane-air mixture. *Combustion and Flame* 99(3-4), 635–643. 25th International Symposium on Combustion, IRVINE, CA, JUL 31-AUG 05, 1994. (p. 4)

- Kuo, K. (1986). *Principles of combustion*. Wiley New York et al. (p. 46)
- Kurdyumov, V., J. Blasco, A. Sanchez, and A. Linan (2004, FEB). On the calculation of the minimum ignition energy. *Combustion and Flame* 136(3), 394–397. (p. 4)
- Lefebvre, A. H. (1998). *Gas Turbine Combustion* (2nd ed.). Taylor and Francis. (p. 4, 14, 59, 91, 124, 125, 183)
- Maas, U. and S. Pope (1992a). Implementation of simplified chemical kinetics based on intrinsic low-dimensional manifolds. *Symposium (International) on Combustion* 24(1), 103 – 112. Twenty-Fourth Symposium on Combustion. (p. 43)
- Maas, U. and S. Pope (1992b). Simplifying chemical kinetics : Intrinsic low-dimensional manifolds in composition space. *Combustion and Flame* 88(3–4), 239 – 264. (p. 43)
- Mastorakos, E. (2009, FEB). Ignition of turbulent non-premixed flames. *Progress in Energy and Combustion Science* 35(1), 57–97. (p. 5, 15)
- Maz'ja, V. G. (1895). *Sobolev spaces*. Springer Series in Soviet Mathematics. (p. 130)
- Mercier, R., P. Auzillon, V. Moureau, N. Darabiha, O. Gicquel, D. Veynante, and B. Fiorina (2014). Les modeling of the impact of heat losses and differential diffusion on turbulent stratified flame propagation : Application to the tu darmstadt stratified flame. *Flow, Turbulence and Combustion* 93(2), 349–381. (p. 45, 184)
- Mounaïm-Rousselle, C., L. Landry, F. Halter, and F. Foucher (2013). Experimental characteristics of turbulent premixed flame in a boosted spark-ignition engine. *Proceedings of the Combustion Institute* 34(2), 2941–2949. (p. 4)
- Moureau, V., G. Lartigue, Y. Sommerer, C. Angelberger, O. Colin, and T. Poinsot (2005). Numerical methods for unsteady compressible multi-component reacting flows on fixed and moving grids. *Journal of Computational Physics* 202(2), 710–736. (p. 39)
- Nicoud, F. and F. Ducros (1999). Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity gradient tensor. *Flow Turbulence and Combustion* 62(3), 183–200. (p. 41, 52)
- Poinsot, T., T. Echekki, and M. G. Mungal (1992). A study of the laminar flame tip and implications for premixed turbulent combustion. *Combustion Science and Technology* 81(1-3), 45–73. (p. 8)
- Poinsot, T. and D. Veynante (2005). *Theoretical and Numerical Combustion*. R.T. Edwards, 2nd edition. (p. 49)
- Poinsot, T. and D. Veynante (2011). *Theoretical and Numerical Combustion*. Third Edition (www.cerfacs.fr/elearning). (p. xiii, 9, 36, 127, 201, 203)
- Qin, Z., V. V. Lissianski, H. Yang, W. C. Gardiner, S. G. Davis, and H. Wang (2000). Combustion chemistry of propane : A case study of detailed

- reaction mechanism optimization. *Proceedings of the Combustion Institute* 28(2), 1663–1669. (p. *xvi*, 44, 45, 48, 52, 80)
- Roux, S., G. Lartigue, T. Poinsot, U. Meier, and C. Bérat (2005). Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis and large eddy simulations. *Combust. Flame* 141, 40–54. (p. 39)
- Sagaut, P. (1998). *Introduction a la simulation des grandes échelles pour les écoulements de fluide incompressible*. Mathématiques et Applications. Springer Berlin Heidelberg. (p. 41)
- Sagaut, P. and R. Grohens (1999, DEC 30). Discrete filters for large eddy simulation. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 31(8), 1195–1220. (p. 38)
- Schmitt, T., M. Boileau, and D. Veynante (2015). Flame wrinkling factor dynamic modeling for large eddy simulations of turbulent premixed combustion. *Flow, Turbulence and Combustion* 94(1), 199–217. (p. 184)
- Schonfeld, T. and M. Rudgyard (1999, NOV). Steady and unsteady flow simulations using the hybrid flow solver AVBP. *AIAA Journal* 37(11), 1378–1385. (p. 39)
- Selle, L., L. Benoit, T. Poinsot, F. Nicoud, and W. Krebs (2006). Joint use of compressible large-eddy simulation and helmholtz solvers for the analysis of rotating modes in an industrial swirled burner. *Combustion and Flame* 145(1–2), 194 – 205. (p. 39)
- Selle, L., G. Lartigue, T. Poinsot, R. Koch, K.-U. Schildmacher, W. Krebs, B. Prade, P. Kaufmann, and D. Veynante (2004). Compressible large-eddy simulation of turbulent combustion in complex geometry on unstructured meshes. *Combust. Flame* 137(4), 489–505. (p. 39)
- Sloane, T. (1992). Numerical-simulation of electric spark-ignition in methane air mixtures at pressures above one atmosphere. *Combustion Science and Technology* 86(1-6), 121–133. (p. 4)
- Smagorinsky, J. (1963, 2015/10/27). General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review* 91(3), 99–164. (p. 40)
- Smith, G. P., D. M. Golden, M. Frenklach, N. W. Moriarty, B. Eiteneer, M. Goldenberg, C. T. Bowman, R. K. Hanson, S. Song, W. C. G. Jr., et al. (1999). Gri-mech 3.0, 1999. URL : http://www.me.berkeley.edu/gri_mech. (p. *xvi*, 44, 45)
- Sommerer, Y., D. Galley, T. Poinsot, S. Ducruix, F. Lacas, and D. Veynante (2004, OCT 19). Large eddy simulation and experimental study of flashback and blow-off in a lean partially premixed swirled burner. *Journal of Turbulence* 5. (p. 5, 39)
- Thobois, L. (2006). *Intérêt et faisabilité de la simulation aux grandes échelles dans les moteurs automobiles*. Ph. D. thesis, INP Toulouse. (p. 41)
- Truvé, A. and T. Poinsot (1994). The evolution equation for the flame

- surface density in turbulent premixed combustion. *Journal of Fluid Mechanics* 278, 1–31. (p. 8)
- Vagelopoulos, C. M. and F. N. Egolfopoulos (1998). Direct experimental determination of laminar flame speeds. *Symposium (International) on Combustion* 27(1), 513 – 519. Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion Volume One. (p. xvi, 45)
- van Oijen, J., F. Lammers, and L. de Goey (2001). Modeling of complex premixed burner systems by using flamelet-generated manifolds. *Combustion and Flame* 127(3), 2124 – 2134. (p. 43)
- Vermorel, O., S. Richard, O. Colin, C. Angelberger, A. Benkenida, and D. Veynante (2009, AUG). Towards the understanding of cyclic variability in a spark ignited engine using multi-cycle LES. *Combustion and Flame* 156(8), 1525–1541. (p. 4)
- Vervisch, L., E. Bidaux, K. N. C. Bray, and W. Kollmann (1995). Surface density function in premixed turbulent combustion modeling, similarities between probability density function and flame surface approaches. *Physics of Fluid* 7(10), 2496–2503. (p. 130)
- Veynante, D. and L. Vervisch (2002). Turbulent combustion modeling. *Progress in Energy and Combustion Science* 28(3), 193 – 266. (p. 42, 92, 93)
- Vicquelin, R. (2010). *Tabulated chemistry for turbulent combustion modeling and simulation*. Ph. D. thesis, Ecole Centrale Paris. (p. xvi, 47)
- Vicquelin, R., B. Fiorina, N. Darabiha, O. Gicquel, and D. Veynante (2009, Jui). Coupling tabulated chemistry with large eddy simulation of turbulent reactive flows. *Comptes Rendus Mecanique* 337(6-7), 329–339. (p. 46, 78)
- Vicquelin, R., B. Fiorina, S. Payet, N. Darabiha, and O. Gicquel (2011). Coupling tabulated chemistry with compressible CFD solvers. *Proceedings of the Combustion Institute* 33(1), 1481–1488. (p. 48)
- Wang, G., M. Boileau, and D. Veynante (2011, NOV). Implementation of a dynamic thickened flame model for large eddy simulations of turbulent premixed combustion. *Combustion and Flame* 158(11), 2199–2213. (p. 184)
- Wang, G., M. Boileau, D. Veynante, and K. Truffin (2012, AUG). Large eddy simulation of a growing turbulent premixed flame kernel using a dynamic flame surface density model. *Combustion and Flame* 159(8, SI), 2742–2754. (p. 184)
- Williams, F. A. (1985). *Combustion Theory*. Menlo Park, CA : Benjamin Cummings. (p. 45)
- Wolf, P., R. Balakrishnan, G. Staffelbach, L. Y. M. Gicquel, and T. Poinot (2012, MAR). Using LES to Study Reacting Flows and Instabilities in Annular Combustion Chambers. *Flow Turbulence and Combustion* 88(1-2, SI), 191–206. (p. 39)

- Worth, N. A. and J. R. Dawson (2013). Self-excited circumferential instabilities in a model annular gas turbine combustor : Global flame dynamics. *Proceedings of the Combustion Institute* 34(2), 3127 – 3134. (p. 7, 15, 65, 90)
- Yeh, Y. and H. Z. Cummins (1964, may). Localized fluid flow measurements with an he-ne laser spectrometer. *Applied Physics Letters* 4, 176–178. (p. 53)

Titre : Dynamique de l'allumage circulaire dans les foyers annulaires multi-injecteurs
Mots-clés : Combustion, allumage circulaire, chambre de combustion, simulation aux grandes échelles

Résumé : L'allumage constitue une phase critique dans de nombreuses applications de combustion et plus particulièrement dans celles qui sont liées à la propulsion aéronautique et spatiale. Un des défis actuels a été de développer des simulations aux grandes échelles de ce phénomène transitoire dans des configurations réalistes comme celles trouvées dans les moteurs aéronautiques. A cet égard, le travail pionnier de Boileau et al. (2008) a indiqué que des calculs complets de ce processus pouvaient être réalisés dans des géométries complètes de chambre de combustion annulaire et que ces calculs pouvaient fournir des informations de première main sur le processus d'allumage circulaire. Il était toutefois important de voir si la simulation pouvait reproduire des données expérimentales bien contrôlées. Ceci est accompli dans le présent travail qui utilise un dispositif expérimental nouveau désigné sous le nom de MICCA. La thèse décrit l'ensemble des données recueillies au cours d'essais systématiques sur MICCA, la méthode de calcul aux grandes échelles et sa validation dans une configuration de brûleur simplifiée, les résultats de simulations aux grandes échelles du processus d'allumage circulaire, une analyse détaillée des résultats numériques et enfin une modélisation simplifiée du processus d'allumage fondée sur des équations de bilan macroscopiques.

Title : Dynamics of light-round in multi-injector annular combustors
Keywords : Combustion, light-round, combustion chamber, large-eddy simulation

Abstract : Ignition constitutes a critical phase in many combustion applications and specifically those related to aerospace propulsion. One of the current challenges has been to develop large eddy simulations of this transient phenomenon in realistic configurations like those found in aero-engines. In this respect, the pioneering work of Boileau et al. (2008) indicated that complete calculations of this process in a full annular combustor geometry could be carried out and that they provided first hand information on the light-round process. It was however important to see if the simulation can match well controlled experimental data. This is accomplished in the present work which uses a novel experimental device named MICCA. The thesis describes the experimental set of data, the calculation methodology and its validation in a single burner configuration, results of large eddy simulation of the full light round process, a detailed analysis of the numerical results and an attempt to build a simplified model of the process based on macroscopic balance equations.
