



**HAL**  
open science

# Étude numérique et expérimentale d'une chambre de combustion à détonation rotative à injection partiellement prémélangée

Pierre Hellard

► **To cite this version:**

Pierre Hellard. Étude numérique et expérimentale d'une chambre de combustion à détonation rotative à injection partiellement prémélangée. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2024. Français. NNT : 2024ESMA0022 . tel-04870405

**HAL Id: tel-04870405**

**<https://theses.hal.science/tel-04870405v1>**

Submitted on 7 Jan 2025

**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

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE

## DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(DIPLOME NATIONAL - ARRÊTÉ DU 25 MAI 2016 MODIFIÉ PAR L'ARRÊTÉ DU 26 AOÛT 2022)

ÉCOLE DOCTORALE : MATHÉMATIQUES, INFORMATIQUE, MATÉRIAUX, MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE

SECTEUR DE RECHERCHE : ÉNERGÉTIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION

PRÉSENTÉE PAR :

**PIERRE HELLARD**

---

### ÉTUDE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE D'UNE CHAMBRE DE COMBUSTION À DÉTONATION ROTATIVE À INJECTION PARTIELLEMENT PRÉMÉLANGÉE

---

Directeur de thèse : **PIERRE VIDAL**

Co-encadrants de thèse : **THOMAS GAILLARD ET RATIBA ZITOUN**

MANUSCRIT DÉFINITIF

SOUTENUE LE 27 NOVEMBRE 2024

DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

**JURY :**

PRÉSIDENTE

**NABIHA CHAUMEIX** DIRECTRICE DE RECHERCHE CNRS - ICARE

RAPPORTEURS

**LUC VERVISCH** PROFESSEUR CORIA - INSA DE ROUEN

**MYLES BOHON** PROFESSEUR TECHNICAL UNIVERSITÄT BERLIN

EXAMINATEURS

**JIRO KASAHARA** PROFESSEUR NAGOYA UNIVERSITY

**PIERRE BOIVIN** CHARGÉ DE RECHERCHE CNRS - M2P2

ENCADRANTS

**PIERRE VIDAL** CHARGÉ DE RECHERCHE CNRS - INSTITUT P'

**THOMAS GAILLARD** INGÉNIEUR DE RECHERCHE ONERA - DMPE

**RATIBA ZITOUN** MAÎTRESSE DE CONFÉRENCES UNIVERSITÉ DE POITIERS - INSTITUT P'







# Abstract

Since the 1950s, propulsion concepts using oblique, pulsed, or rotating detonation have been studied continuously. In the last two decades, studies have focused mainly on the rotating detonation engine (RDE). The most widely studied chamber geometry is an annular channel between two coaxial cylinders into which fresh gases are continuously injected and consumed by one or more rotating detonations. The use of detonation for combustion in air-breathing and rocket engines could lead to efficiency gains while reducing the weight and size of the engine compared to conventional systems. The reason is the high detonation velocity, which induces a pressure gain in the chamber and shortens the thickness of the reactive gas layer.

The supersonic velocity of detonation fronts requires an extremely short time for propellant mixing, typically between 10 and 100  $\mu\text{s}$ . Separate propellant injection and its periodic perturbations, induced by the detonation passage, lead to inhomogeneities in the fresh mixture, reducing the detonation velocity, and thus, to some extent, the engine thrust performance. Conversely, fully premixed propellants injection is dangerous because of the risk of flashback in the injector, which can damage the engine, and also promotes parasitic deflagration at the contact surface with the hot gases. An optimized injector is therefore an essential element for the operability and reliability of an RDE.

In this study, an injector that partially premixes the propellants before injecting them into the combustion chamber was designed using simulations with the CEDRE code (ONERA, DMPE) for  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  and  $\text{H}_2/\text{O}_2$  mixtures. It was then tested experimentally on the RDE GAP (CNRS, Pprime Institute) test facility. Another injector that does not premix the propellants was also tested for comparison. Several combustion modes and their possible evolution during the test, and the transient ignition phase were studied with back-end and side-view chemiluminescence imaging at high frequency (180 to 230 kHz) and short exposure time (100 to 400 ns), and with high-frequency pressure measurements in the chamber (1 Mhz).

The injector with partial premixing allowed for the first time to obtain detonation fronts with velocities of at least 90% of the theoretical value  $D_{\text{CJ}}$  with an annular RDE and  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  mixtures for several mass flow rates and equivalence ratios. The injector without premixing resulted in velocities of about 60% of  $D_{\text{CJ}}$ . Chemiluminescence imaging highlighted detonation propagation near the injection surface, confirming sufficient premixing at the injector outlet. Several regimes and detonation front velocities were observed depending on the chamber geometry, reminding that chamber internal aerodynamics also plays an important role for stable operation, all other things being equal.

For the  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  mixture, 3D simulations of the annular RDE quantitatively reproduced the structure and velocity of the experimentally observed combustion and shock waves. They confirmed the good mixing quality and the small fraction consumed by parasitic deflagrations, explaining the high experimental detonation velocities.

This study demonstrates that the numerical methodology employed is now capable of assisting in the design of injection systems required to achieve high RDE performance while complying with industrial safety and manufacturing constraints.

**Keywords :** Pressure gain combustion, Rotating detonation engine, Partial premixing, Science-Experiments, Large-eddy simulation, Rocket engines, Methane, Hydrogen

# Résumé

Depuis les années 1950, des concepts de propulseurs à détonation oblique, pulsée ou rotative ont été étudiés continuellement. Depuis une vingtaine d'années, le moteur à détonation rotative (RDE pour Rotating Detonation Engine) concentre la majorité des recherches. La géométrie de chambre la plus examinée est l'espace annulaire entre deux cylindres coaxiaux dans lequel les gaz réactifs sont injectés continûment et brûlés par une ou plusieurs détonations en rotation permanente. L'utilisation de la détonation comme mode de combustion dans des propulseurs aérobie ou fusées laisse espérer une amélioration significative de leurs performances, tout en réduisant l'encombrement et la masse du moteur par rapport aux systèmes conventionnels. La raison est la vitesse supersonique du front de détonation, ce qui produit un gain de pression dans la chambre et limite fortement l'épaisseur de la couche de mélange réactif.

Ces vitesses très élevées exigent des temps de mélange des ergols extrêmement courts, typiquement entre 10 et 100  $\mu$ s. L'injection séparée des ergols et ses perturbations périodiques liées aux passages des détonations produisent des non-uniformités du mélange frais diminuant la vitesse de détonation et donc, dans une certaine mesure, les performances propulsives. Inversement, le prémélange complet des ergols induit un risque de remontée de la combustion qui endommagerait l'injecteur et favoriserait la déflagration parasite au contact avec des gaz chauds. Un système d'injection optimisé constitue donc un élément essentiel d'un propulseur à détonation rotative, tant pour son bon fonctionnement que pour sa fiabilité.

Dans cette étude, un injecteur produisant un prémélange partiel des ergols avant leur injection dans la chambre de combustion a été conçu à l'aide de simulations numériques avec le code CEDRE (ONERA, DMPE) pour les mélanges  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  et  $\text{H}_2/\text{O}_2$ . Il a ensuite été testé sur le banc RDE GAP (CNRS, Institut Pprime), ainsi qu'un autre injecteur sans prémélange partiel, d'un type habituellement utilisé sur les RDEs, à fin de comparaison. Divers régimes de détonation, leurs éventuelles variations au cours de l'essai et les phases transitoires d'allumage ont été caractérisés à l'aide de visualisations frontale et latérale de la chimiluminescence à hautes fréquences (180 à 230 kHz) et courts temps de pose (100 à 400 ns), et de mesures de pression rapides (1 MHz) à la paroi extérieure de la chambre.

L'injecteur avec prémélange partiel a permis d'obtenir pour la première fois, en chambre annulaire, des détonations se propageant à une vitesse au moins égale à 90% de la valeur théorique  $D_{CJ}$  avec le couple  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  à plusieurs débits et richesses. L'injecteur sans prémélange partiel n'a conduit qu'à des vitesses de l'ordre de 60% de  $D_{CJ}$ . Les visualisations ont permis de caractériser les structures latérale et azimutale du front réactif. En particulier, elles mettent en évidence la propagation de la détonation au voisinage proche de la paroi d'injection, ce qui confirme un prémélange de qualité suffisante dès la sortie de l'injecteur. Plusieurs régimes et vitesses de fronts de détonation ont été observés selon les géométries de chambre testées, ce qui rappelle que l'aérodynamique interne de la chambre joue aussi un rôle important dans la stabilité de fonctionnement, toutes choses égales par ailleurs.

Pour le couple  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ , les simulations LES 3D du RDE annulaire reproduisent quantitativement les résultats expérimentaux sur la structure et la vitesse des systèmes d'ondes de combustion et de chocs. Elles confirment la bonne qualité du mélange et la faible fraction qui en est consommée par les déflagrations parasites, expliquant de fait l'obtention de hautes vitesses expérimentales de détonation.

Cette étude démontre que la méthodologie d'anticipation numérique suivie est désormais en capacité de servir à la conception des systèmes d'injection nécessaires pour obtenir de bonnes performances de RDE, tout en respectant les contraintes industrielles de sécurité et de fabrication.

**Mots clés :** Combustion à gain de pression, Moteur à détonation rotative, Prémélange partiel, Sciences-Expériences, Simulation des grandes échelles, Moteurs-fusées, Méthane, Hydrogène



*He offered her an extraneous thing with which he could part without a pang,  
while she offered him herself, along with disgrace and shame, and sin,  
and all her hopes of heaven.*

Martin Eden, JACK LONDON (1909)



# Remerciements

Je tiens d'abord à remercier mon encadrement de thèse, PIERRE VIDAL, THOMAS GAILLARD et RATIBA ZITOUN. Leurs visions complémentaires et soutiens continus ont permis la réalisation de ces travaux. Je veux également adresser mes remerciements à DMITRY DAVIDENKO pour sa grande qualité scientifique et son écoute, qui m'ont aidé à de nombreuses reprises dans mes travaux.

J'adresse aussi mes remerciements à mes rapporteurs MM. LUC VERVISCH et MYLES BOHON, ainsi qu'aux membres du jury Mme NABIHA CHAUMEIX, et MM. JIRO KASAHARA et PIERRE BOIVIN pour avoir accepté d'évaluer ce travail malgré leurs nombreuses responsabilités.

Je remercie la direction scientifique de l'ONERA et la région Nouvelle-Aquitaine pour le financement de cette thèse. Je remercie aussi l'IDRIS pour l'allocation des ressources de calcul via GENCI. Je remercie M. JÉRÔME ANTHOINE pour son accueil dans le Département Multi-Physique pour l'Energétique de l'ONERA, et M. KARL JOULAIN, directeur de l'Institut Pprime, de m'avoir accueilli dans son établissement. Merci également à YVES FABIGNON pour mon intégration dans l'unité Modélisation pour la Propulsion Fusée et à JOËL DUPAYS qui a depuis repris la direction de l'unité. Merci aussi à VINCENT RODRIGUEZ pour mon intégration dans l'équipe détonation de l'Institut Pprime.

J'exprime ma gratitude sincère à PATRICK BERTERRETICHE pour son accueil sur la plateforme Prométée et sa disponibilité pour faire tous ces essais avec moi. Ses compétences techniques, ainsi que sa bonne humeur contagieuse, ont été essentielles à la bonne réalisation de ces travaux.

Je remercie ALAIN CLAVERIE pour son aide et ses conseils précieux qui ont permis d'obtenir si rapidement des vidéos de grande qualité.

Merci à NICOLAS LAROCHE pour son aide lors de la conception et de l'opération du banc d'essai. Je remercie aussi l'ensemble du personnel technique de la plateforme Prométée, STÈVE GIRARD, THOMAS HENRI, ROMAIN BOUJU, ROMAIN TOURNEUR, DOMINIQUE EVEILLARD, KÉVIN DESSIOUX et PATRICE ROBARDET et de l'Université de Poitiers, NICOLAS DESSEIGNE et BRUNO LAMONGIE, pour leur appui technique.

Je remercie NICOLAS PAPIN, concepteur du banc RDE GAP, pour son aide et ses conseils sur la fabrication et le montage de la chambre. Merci à l'équipe technique de l'Institut Pprime, MATHIEU ROSSARD, BENOIT CARME, ALAIN DESTOR, JEAN-CHRISTOPHE

JOUVANNEAU, qui m'ont dépanné à de multiples reprises. Je remercie également VINCENT MONTASSIER et LAURICK PROUTEAU pour leur appui. Merci aussi à REDOUANE KARI pour sa réactivité et son assistance.

Merci aussi à tous ceux avec qui j'ai pu échanger à l'ONERA sur des aspects techniques, ROBIN DEVILLERS, STÉPHANE BOULAL, LUC-HENRY DOREY, ADRIEN LANGENAI, AURÉLIEN GENOT, LOÏC RUAN et YVES MAURIOT.

Je remercie MARIE-CANNELLE EYSSERIC et CATHERINE LAVALLADE à l'ENSMA, et TASSADITE MEKSEM et SANDRINE GRILLET à l'ONERA, pour leur aide considérable dans les tâches administratives.

Je tiens aussi à remercier celles et ceux avec qui j'ai partagé mon quotidien à l'ONERA puis à l'Institut Pprime, en particulier TITOUAN FESSARD, LÉA VILASI, THOMAS CANTAGRIL, CAMILLE COTTENOT, ETIENNE CHOPARD, ALEXANDRE POYET, BENJAMIN LE SAVOUREUX, ANTOINE MARTIRE, VIANNEY MONNIER, VICTOR LAFAURIE, CÉLIA SOUDARIN, HIROAKI WATANABE, CORENTIN LOISEAU, AURÉLIE COVASSO, ERIC PAUX, NICOLAS LUPOGLAZOFF, HUGUES DOUCHET, LAURENT FRANCOIS, MAIALEN CARRICART, JEAN-CHRISTOPHE HOARAU, MAGDELEINE AIRIAU, PIERRE BERNIGAUD, THOMAS DECKER, FLORIAN GRANGER, ANTOINE CLOUT, MAXIME BOUTON, EWEN BARD, RONAN PLIQUE, ERWIN BEKAERT, FREDERIC OLIVON, MARGOT PRUVOST, ANCELIN ROCAMORA, BRENDAN GACHOT et YANNICK TOUZEAU.

Merci à mes anciens camarades de l'INSA rouen, THOMAS LENICE, EMILIEN GOSSE-LIN, ANTOINE BLAISE, HUGO GUICHARD et CLÉMENT DEFER pour leur soutien et leur entrain qui m'ont aidé à traverser les moments difficiles.

Un grand merci aussi à GAYANE VARDANYAN pour avoir été à mes côtés tout au long de ces trois années malgré la distance. Je remercie enfin ma famille, notamment ma grand-mère pour sa sollicitude, mon père pour ses conseils, ma mère pour sa tendresse et mes deux sœurs pour l'exemple qu'elles représentent pour moi.

# Table des matières

Table des matières	iv
Liste des figures	xii
Liste des tables	xiii
<b>1 Introduction générale</b>	<b>3</b>
1.1 Une brève histoire de la propulsion . . . . .	3
1.2 Nouveaux concepts : meilleure performance, moins de pollution . . . . .	5
1.3 Motivations et objectifs de l'étude . . . . .	6
<b>2 Propulsion : de la combustion isobare à la détonation</b>	<b>7</b>
2.1 Rappels sur la propulsion . . . . .	8
2.2 La détonation : aspects fondamentaux et applications . . . . .	19
2.3 Le RDE : état de l'art . . . . .	32
<b>3 Installation expérimentale et outil numérique</b>	<b>53</b>
3.1 Banc d'essai . . . . .	54
3.2 Code de calcul . . . . .	67
<b>4 Conception numérique d'un injecteur à prémélange partiel</b>	<b>83</b>
4.1 Injecteur à prémélange partiel . . . . .	83
4.2 Validations en conditions de fonctionnement de RDE . . . . .	94
<b>5 Étude expérimentale d'un RDE à prémélange partiel</b>	<b>105</b>
5.1 Analyse des aspects transitoires . . . . .	105
5.2 Analyse des régimes permanents . . . . .	113
<b>6 Simulation 3D d'une RDC avec injection d'un prémélange partiel</b>	<b>131</b>
6.1 Cas de calcul . . . . .	131
6.2 Validation expérimentale . . . . .	136
6.3 Analyse des zones de l'écoulement . . . . .	141



---

7 Conclusion et perspectives	151
A Contributions scientifiques	155
B Simulation 2D d'une chambre de combustion à détonation rotative	159
C Validation du mécanisme cinétique de Laurent	161
D Validation d'une simulation de réinjection	165
E Résultats expérimentaux	177
Bibliographie	204

# Liste des figures

2.1	Schéma d'un turboréacteur [39] . . . . .	8
2.2	Schéma de principe d'un propulseur . . . . .	9
2.3	Cycle de Brayton pour le mélange stœchiométrique $\text{CH}_4/\text{O}_2$ initialement à 1 bar et 200 K et un taux de compression $\pi_c = 5$ , avec $c_p = 2168$ J/kg/K, $\gamma = 1,22$ et $q_c = 5,4$ MJ/kg. . . . .	13
2.4	Cycle de Humphrey pour le mélange stœchiométrique $\text{CH}_4/\text{O}_2$ initialement à 1 bar et 200 K et un taux de compression $\pi_c = 5$ , avec $c_p = 2168$ J/kg/K, $\gamma = 1,22$ et $q_c = 5,4$ MJ/kg. . . . .	15
2.5	Étapes du cycle de Fickett-Jacobs [45] . . . . .	16
2.6	Cycles de Brayton (bleu), Humphrey (rouge) et Fickett-Jacobs (vert) pour le mélange stœchiométrique $\text{CH}_4/\text{O}_2$ initialement à 1 bar et 200 K et un taux de compression $\pi_c = 5$ , avec $c_p = 2168$ J/kg/K, $\gamma = 1,22$ et $q_c = 5,4$ MJ/kg. . . . .	17
2.7	Rendement thermique des cycles de Brayton, Humphrey et Fickett-Jacobs en fonction du taux de compression pour le mélange stœchiométrique $\text{CH}_4/\text{O}_2$ initialement à 1 bar et 200 K, avec $c_p = 2168$ J/kg/K, $\gamma = 1,22$ et $q_c = 5,4$ MJ/kg. . . . .	17
2.8	Schéma de la propagation d'une détonation CJ dans le repère des gaz frais	19
2.9	Représentation dans le diagramme $(P, 1/\rho)$ des droites de Rayleigh (en bleu) pour plusieurs vitesses de discontinuité $D$ et de la courbe de Crussard (en rouge) . . . . .	20
2.10	Profils 1D d'une détonation calculés selon le modèle ZND pour un mélange stœchiométrique $\text{CH}_4/\text{O}_2$ à 1 bar et 300 K avec le mécanisme cinétique GRI-Mech3.0 [52]. . . . .	24
2.11	A gauche : structures consécutives du front dans une cellule de détonation [53]. Au centre et à droite : enregistrements longitudinaux et frontaux sur dépôt de carbone de structures cellulaires de détonations [54]. . . . .	24
2.12	Enregistrements sur dépôt de carbone de structures cellulaires de détonation dans un canal courbé [80]. . . . .	27
2.13	Enregistrement strioscopique d'une détonation dans un mélange stœchiométrique $\text{H}_2/\text{O}_2$ semi-confiné par une couche d'air [83]. . . . .	27
2.14	Visualisation par strioscopie d'une détonation oblique [100] . . . . .	29
2.15	Schéma de principe d'une RDC [113] . . . . .	31
2.16	Champ de température instantané dans une RDC disque avec une injection sur la périphérie [114] . . . . .	31
2.17	Schéma de principe du système d'allumage développé par Heath [117] . . . . .	33

2.18	Schéma simplifié du processus d'injection dans un RDE, vu dans un plan comprenant l'axe d'un orifice d'injection. En rouge, les gaz brûlés et en bleu, les gaz frais . . . . .	34
2.19	Visualisations par chimiluminescence d'un régime à deux ondes contra-rotatives dans une RDC [130] . . . . .	34
2.20	Diagramme $(\theta, t)$ de l'intensité lumineuse dans une RDC lors d'un essai à deux ondes co-rotatives [132] . . . . .	35
2.21	Mécanismes de propagation d'un régime pulsé résultant de l'interaction entre deux ondes contra-rotatives (à gauche) et de la réflexion d'une onde en sortie de RDC (à droite) [138] . . . . .	37
2.22	Champ de température dans une simulation 2D d'une RDC H <sub>2</sub> /air avec injection parfaitement prémélangée . . . . .	38
2.23	Ondes de détonation principale (A) et secondaire (B) dans une RDC à plusieurs instants [144]. BFS représente la surface d'injection. . . . .	39
2.24	Champs instantanés de température (à gauche) et de gradient de densité (à droite) dans des coupes horizontales à plusieurs distances de la surface d'injection [145] . . . . .	40
2.25	Exemples de configurations d'injection généralement utilisées dans les RDC : (a) injection par jet dans un écoulement transverse, (b) injection par jets. . . . .	41
2.26	Exemples d'éléments d'injection de type doublet : (a) jets impactants, (b) jets semi-impactants et (c) jet non-impactants cisailés. . . . .	42
2.27	Élément d'injection de type triplet utilisé par Goto et al. [154] . . . . .	43
2.28	RDC linéaire (en haut) et champs PLIF et de chimiluminescence superposés (en bas) [156] . . . . .	44
2.29	RDEs avec injection d'un prémélange à travers un poral [159] : a) chambre sans marche arrière, b) chambre avec une marche arrière (notée BFS, Back Facing Step). . . . .	45
2.30	Injection utilisée par Stechmann [123]. Les unités sont en pouces. . . . .	46
2.31	Configurations de RDE : a) annulaire, b) radiale ou disque [155] . . . . .	47
2.32	RDE avec cavité [170] . . . . .	48
2.33	RDC à profils droit, convergent et divergent [173] . . . . .	48
2.34	Gain de pression en fonction du rapport $A_s/A_{inj}$ d'après différentes études [178] . . . . .	50
3.1	Banc RDE GAP : (a) veine d'essai, (b) chambre de combustion à détonation rotative, (c) ligne d'alimentation en oxydant, (d) platine de détente de l'O <sub>2</sub> . . . . .	54
3.2	Géométries de la RDC : (a) configuration annulaire, (b) configuration creuse . . . . .	55
3.3	RDC avec la paroi extérieure transparente en quartz . . . . .	56
3.4	Système d'alimentation en gaz de la RDC . . . . .	57

3.5	Positions de l'allumage et des capteurs de pression à la paroi extérieure de la RDC déroulée sur un plan . . . . .	58
3.6	Système d'alimentation en gaz du circuit d'allumage . . . . .	59
3.7	Chronogramme d'un essai réactif. . . . .	59
3.8	Comparaison des débits mesurés avec un col sonique (courbe blue) et un débitmètre Coriolis (courbe orange) lors d'un essai avec un gaz inerte ( $N_2$ ) . . . . .	60
3.9	Exemple de variation de la pression dans les nourrices et les plenums lors d'un essai $CH_4/O_2$ ( $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 115$ g/s) . . . . .	62
3.10	Positions axiales (a) et azimutales (b) des capteurs de pression haute fréquence dans la RDC . . . . .	62
3.11	Exemple d'enregistrements de la pression dans la chambre (a) et spectrogramme associé au capteur P1 (b) lors d'un essai $CH_4/O_2$ ( $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 180$ g/s) . . . . .	63
3.12	Visualisations de la chimiluminescence par le côté et la sortie de la RDC . . . . .	64
3.13	Diagramme $(\theta, t)$ des visualisations en sortie de chambre lors d'un essai avec le couple $CH_4/O_2$ ( $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 160$ g/s) . . . . .	65
3.14	FFT du diagramme $(\theta, t)$ des visualisations en sortie de chambre lors d'un essai avec le couple $CH_4/O_2$ ( $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 160$ g/s) . . . . .	66
3.15	Cascade d'énergie turbulente et échelles caractéristiques [202] . . . . .	71
3.16	Ombroscopie d'une couche de mélange $N_2/He$ , avec $Re_a < Re_b < Re_c$ [203] . . . . .	72
3.17	Structure de la solution d'un problème de Riemann dans le plan $(x, t)$ . . . . .	77
3.18	Profils de température (à gauche) et de pression (à droite) d'une détonation dans le mélange $H_2/O_2$ stœchiométrique à 1 bar et 300 K, calculés avec le mécanisme cinétique de Davidenko et al. [225] et plusieurs raffinements de maillage . . . . .	79
3.19	Profils de température (à gauche) et de pression (à droite) d'une détonation dans le mélange $CH_4/O_2$ stœchiométrique à 1 bar et 300 K, calculés avec le mécanisme cinétique de Laurent [226] et plusieurs raffinements de maillage . . . . .	80
3.20	Profils de température (à gauche) et de fraction massique de combustible $Y_{CH_4}$ (à droite) d'une flamme laminaire dans le mélange $CH_4/O_2$ stœchiométrique à 1 bar et 300 K, calculés avec le mécanisme cinétique de Laurent [226] et plusieurs raffinements de maillage . . . . .	81
4.1	Élément d'injection TRIPLET. Dimensions en mm. . . . .	84
4.2	Élément d'injection IMP. A gauche : vue de côté, à droite : vue de dessus. . . . .	84
4.3	Schéma de l'injecteur ITEM. A gauche : vue de côté, à droite : vue de dessus. . . . .	85
4.4	Taille des mailles (a) et indice de Celik et al. $QI_v$ (b) dans le plan médian de l'élément d'injection . . . . .	87
4.5	Corrélation à deux points 5 mm au dessus du plan d'injection . . . . .	88

4.6	Rendement de mélange $\eta_{mel}$ en aval du plan d'injection pour deux tailles de maille dans la zone raffinée. . . . .	88
4.7	Rendement de mélange $\eta_{mel}$ moyenné en temps (a) et maximum instantané du paramètre $\Sigma_{\%}$ (b) en fonction de la distance par rapport au plan d'injection pour les différentes géométries d'injection simulées. . . . .	89
4.8	Champ de richesse instantané dans le plan médian de l'élément d'injection ITEM_1 . . . . .	90
4.9	Champs instantanés de richesse (a) et de vitesse $u_x$ (b) dans le plan médian de l'élément d'injection ITEM_2 . . . . .	91
4.10	Champs instantanés de richesse (a) et de vitesse axiale $u_y$ (b) dans le plan médian de l'élément d'injection ITEM_4 . . . . .	91
4.11	Rendement de mélange $\eta_{mel}$ en fonction de la distance par rapport au plan d'injection pour les couples $H_2/O_2$ et $CH_4/O_2$ . . . . .	92
4.12	Domaine de calcul avec le champ de pression instantané dans le plan médian et le champ de richesse dans l'injecteur . . . . .	95
4.13	Champs de température totale moyennée en temps et en profondeur (selon $z$ ). (a) Injecteur IMP, (b) injecteur ITEM . . . . .	96
4.14	Champs de la fraction atomique $N_{atom}$ moyennée en phase et en profondeur (selon $z$ ). En noir est tracé le contour $T = 1500$ K. (a) Injecteur IMP, (b) injecteur ITEM . . . . .	97
4.15	Problème de Riemann pour l'obtention de la condition initiale d'une simulation de réinjection . . . . .	99
4.16	Évolution de la pression à la surface d'injection dans une simulation 2D de la RDC (trait plein noir) et deux calculs de réinjection avec $h_D = 12$ mm (pointillés bleus) et $h_D = 8$ mm (pointillés verts) . . . . .	100
4.17	Nombre de Mach moyenné en temps et sur la section de passage de la préchambre de l'injecteur ITEM dans le calcul d'un quart de la RDC fonctionnant avec le couple $H_2/O_2$ à un débit total $\dot{m} = 120$ g/s et une richesse $ER = 1$ . . . . .	101
4.18	Pression (à gauche) et température (à droite) initiales d'un calcul de réinjection 2D . . . . .	102
4.19	Champ de pression au début du calcul de réinjection . . . . .	103
4.20	Richesse du mélange injecté dans le calcul de réinjection $CH_4/O_2$ . . . . .	103
4.21	Taux de consommation du combustible en déflagration au cours du calcul de réinjection pour le couple $CH_4/O_2$ . . . . .	104
5.1	Enregistrements de pression lors de l'allumage avec le mélange $CH_4/O_2$ , $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 160$ g/s et l'injecteur ITEM. Prédétonateur en positions (a) tangente proche de l'injection, et (b) radiale en sortie de chambre. Premier front de détonation (1), second front de détonation (2), front de flamme (3)	106
5.2	Visualisation par le côté de la chimiluminescence lors de la phase d'allumage avec le mélange $CH_4/O_2$ ( $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 160$ g/s) et l'injecteur ITEM . . .	107

5.3	Visualisation par le côté de la chimiluminescence lors de la phase d'allumage avec le mélange $C_2H_4/O_2$ ( $ER = 1, 1$ , $\dot{m} = 100$ g/s) et l'injecteur ITEM . . .	108
5.4	Enregistrements de pression lors de l'allumage, avec une transition vers un régime établi avec un seul front de détonation rotative avec le mélange $CH_4/O_2$ , $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 160$ g/s et l'injecteur ITEM . . . . .	108
5.5	Diagramme $(\theta, t)$ de chimiluminescence en sortie de RDC lors de l'allumage, avec une transition vers un régime de détonation rotative avec le mélange $CH_4/O_2$ ( $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 160$ g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 10 mm . . . . .	109
5.6	Spectrogramme du signal de pression mesuré en P1 au cours d'un essai avec le mélange $CH_4/O_2$ ( $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 160$ g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 10 mm . . . . .	110
5.7	Diagramme $(\theta, t)$ à trois intervalles de temps lors de la transition de régime d'un à deux fronts co-rotatifs de détonation avec le mélange $CH_4/O_2$ ( $ER = 1, 2$ , $\dot{m} = 160$ g/s), un espace annulaire de 10 mm et l'injecteur ITEM. Image (a) : (1) nouveau front réactif, (2) détonation initiale amortie. . . . .	111
5.8	Visualisations par chimiluminescence par la sortie de la RDC avec l'injecteur ITEM à différents instants . . . . .	112
5.9	Visualisations par chimiluminescence par le côté de la RDC avec l'injecteur ITEM à différents instants . . . . .	112
5.10	Régimes de fonctionnement obtenus avec le mélange $H_2/O_2$ . . . . .	113
5.11	Enregistrements instantanés de la chimiluminescence par la sortie de la RDC en configuration creuse lors de l'allumage avec le mélange $H_2/O_2$ ( $\dot{m} = 115$ g/s $ER = 0, 7$ ) et l'injecteur ITEM . . . . .	114
5.12	Enregistrement instantané de la chimiluminescence par la sortie de la RDC en configuration creuse 10 ms après l'allumage avec le mélange $H_2/O_2$ ( $\dot{m} = 115$ g/s $ER = 0, 7$ ) et l'injecteur ITEM . . . . .	115
5.13	Moyenne sur 1 ms de la chimiluminescence par la sortie (a) et le côté (b) de la RDC en configuration creuse avec le mélange $C_2H_4/O_2$ ( $\dot{m} = 110$ g/s $ER = 1, 1$ ) et l'injecteur ITEM . . . . .	115
5.14	État de surface de l'injecteur ITEM en contact avec des gaz après une vingtaine d'essais avec les couples $H_2/O_2$ et $C_2H_4/O_2$ . Zone ayant subi une montée de température importante (1) . . . . .	116
5.15	Signaux de pression lors d'un essai $H_2/O_2/N_2$ (50% $N_2$ et 50% $O_2$ ) avec un débit total de 150 g/s, injecteur ITEM et $e = 10$ mm. . . . .	116
5.16	Moyenne phasée des enregistrements de la chimiluminescence par la sortie de la RDC. Le canal annulaire est indiqué par les tirets et le rayon d'injection par les pointillés. Injecteur ITEM avec $e = 10$ mm et le mélange $CH_4/O_2$ ( $\dot{m} = 160$ g/s, $ER = 1, 2$ ) . . . . .	117
5.17	Rapport $D/D_{CJ}$ en fonction du flux de masse dans des RDCs annulaires fonctionnant avec le mélange $H_2/O_2$ [118, 119, 152, 243-245] . . . . .	118
5.18	Régimes de fonctionnement obtenus avec le mélange $CH_4/O_2$ . . . . .	118

5.19	Rapport $D/D_{CJ}$ en fonction du flux de masse dans les RDCs annulaires fonctionnant avec le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ [123, 126, 141, 142, 152, 169, 246-248]	119
5.20	Enregistrements instantanés de la chimiluminescence par la sortie de la RDC d'espace annulaire $e = 5$ mm avec l'injecteur ITEM et le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ pour $\dot{m} = 160$ g/s, ER = 1, 2. (a) et (b) : à deux instants après l'allumage ( $t = 0$ ms).	120
5.21	Signaux de pression en paroi de la RDC avec $e = 5$ mm et le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ pour $\dot{m} = 160$ g/s, ER = 1, 2	120
5.22	Diagramme $(\theta, t)$ sur deux intervalles de temps de l'essai avec le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ (ER = 1, 2, $\dot{m} = 160$ g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 5 mm	121
5.23	FFT des diagrammes $(\theta, t)$ sur deux intervalles de temps de l'essai avec le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ (ER = 1, 2, $\dot{m} = 160$ g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 5 mm	121
5.24	Diagramme $(\theta, t)$ et FFT associée de l'essai avec le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ (ER = 1, 2, $\dot{m} = 160$ g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 10 mm	122
5.25	Moyenne phasée des enregistrements de la chimiluminescence vue de côté avec le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ (ER = 1, 2, $\dot{m} = 160$ g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 5 mm (a) et 10 mm (b).	122
5.26	Enregistrements instantanés de la chimiluminescence vue de côté avec le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ (ER = 1, 2, $\dot{m} = 160$ g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 5 mm (a) et 10 mm (b).	123
5.27	Pression totale moyenne d'injection $P_{t,inj}$ (a) et coefficient de décharge $C_d$ (b) des deux injecteurs en fonction du débit total	124
5.28	Régimes de fonctionnement observés avec l'injecteur ITEM et le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ . Haut : effet de la longueur du corps central pour l'espace annulaire $e = 5$ mm. Bas : corps central conique avec $L_i = 50$ mm (gauche) et chambre creuse (droite)	125
5.29	Rapport $D/D_{CJ}$ en fonction du flux de masse dans différentes RDC annulaires testées avec l'injecteur ITEM et le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ . Pour le corps central conique, le flux de masse est calculé à l'entrée de la RDC	125
5.30	Rapport $D/D_{CJ}$ en fonction du flux de masse dans différentes RDC creuses avec le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ [122, 247]	126
5.31	Régimes de fonctionnement obtenus avec l'injecteur ITEM, le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ et les RDCs d'espace annulaire $e = 5$ mm (a et b) et 10 mm (c et d), avec différentes restrictions en sortie.	127
5.32	Rapport $D/D_{CJ}$ en fonction du flux de masse dans différentes RDC avec restriction en sortie de chambre et le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ [169, 246, 247]	128
5.33	Pression totale dans la chambre en fonction du flux de masse à la restriction	129
5.34	Rendement $\eta_{e^*}$ en fonction du flux de masse à la restriction	129
6.1	Pression mesurée expérimentalement en P1. La courbe rouge est déphasée d'une période $\tau_{deto} = 53,6$ $\mu\text{s}$	133

6.2	Domaine de calcul avec le champ de température instantané au rayon d'injection $r_{inj}$ (a) et le champ de richesse aux parois de l'injecteur (b) . . .	133
6.3	Indice de Celik et al. $QI_v$ dans les calculs avec le maillage médium (a et c) et le maillage raffiné (b et d) . . . . .	135
6.4	Signaux de pression expérimentaux (en noir) et numériques (maillages médium en bleu et raffiné en rouge) aux positions P1 (a) et P2 (b). (1) : front de détonation, (2) pic de pression secondaire . . . . .	136
6.5	Champ de pression instantané sur la paroi extérieure de la RDC déroulée sur un plan. Les positions des capteurs P1 et P2 sont indiquées en jaune. Positions du front de détonation (1) et du choc secondaire (2) . . . . .	137
6.6	Concentration molaire de $OH^*$ et $CH^*$ dans une flamme laminaire 1D (a) et une détonation ZND (b) pour le mélange stœchiométrique $CH_4/O_2$ initialement à 1 bar et 300 K. Trait plein : mécanisme détaillé GRI-Mech 3.0 avec sous-mécanismes de Kathrotia. Trait pointillé : QSSA pour $OH^*$ et mécanisme de Laurent . . . . .	138
6.7	Chimiluminescence moyennée en phase vue de la sortie de la RDC dans l'expérience (a), et modélisée à partir des simulations avec le maillage médium (b) et le maillage raffiné (c) . . . . .	139
6.8	Chimiluminescence moyennée en phase vue par le côté de la RDC dans l'expérience (a), et modélisée à partir des simulations avec le maillage médium (b) et le maillage raffiné (c) . . . . .	140
6.9	Fraction massique des gaz frais en fonction de leur richesse en sortie de la préchambre de l'injecteur . . . . .	141
6.10	Évolution des débits de $CH_4$ et $O_2$ à travers un élément d'injection, mesurés à partir de l'instant de passage de la détonation et moyennés sur plusieurs périodes . . . . .	142
6.11	Champs de température (bleu) et de gradient de pression (rouge) à différentes hauteurs du plan d'injection. Détonation (1), choc attaché (2), ondes de pression (3) . . . . .	142
6.12	Champs de température (bleu) et de gradient de pression (rouge) à 4 mm en aval du plan d'injection. Choc attaché (2), ondes de pression (3), interaction entre la détonation et un jet de gaz frais et création d'ondes de pression (4) . . . . .	143
6.13	Champs moyens à trois rayons dans la chambre. Gauche : vitesse azimutale avec les contours du gradient de pression en noir. Droite : richesse avec l'isotherme $T = 1000$ K en noir . . . . .	144
6.14	Champ moyen de fraction atomique relative $N_{atom}$ , avec l'isotherme $T = 1600$ K en noir . . . . .	146
6.15	Variation de la richesse selon l'axe de la chambre dans la couche de mélange devant la détonation . . . . .	146
6.16	Distribution de la masse de gaz frais dans la couche de mélange devant la détonation . . . . .	146
6.17	Champs d'indice de flamme FI et de température au rayon d'injection de la RDC, délimités par le contour $\dot{\omega}_T = 10^{10}$ W/m <sup>3</sup> indiqué en noir . . . . .	147



6.18	Pression (a) et composantes de vitesse axiale $u_y$ et azimutale $u_\theta$ (b) moyennées en phase et selon le rayon de la chambre, à la sortie de la RDC. . . . .	149
B.1	Vues dans les plans $(x, y)$ (à gauche) et $(y, z)$ (à droite) d'un maillage pseudo-3D de RDE . . . . .	159
B.2	Condition initiale dans un calcul de RDC 2D . . . . .	160
C.1	Délai d'auto-inflammation derrière un choc se propageant à $D_{CJ}$ dans le mélange stœchiométrique $\text{CH}_4/\text{O}_2$ initialement à température ambiante en fonction de la pression initiale, devant le choc. . . . .	161
C.2	Délai d'auto-inflammation du mélange stœchiométrique $\text{CH}_4/\text{O}_2$ initialement à pression atmosphérique en fonction de l'inverse de la température . . . . .	162
C.3	Vitesse de flamme laminaire dans le mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$ à pression et température ambiantes en fonction de la richesse . . . . .	162
C.4	Vitesse de flamme laminaire dans le mélange stœchiométrique $\text{CH}_4/\text{O}_2$ à température ambiante en fonction de la pression . . . . .	163
D.1	Indice de Celik et al. dans le calcul d'injection continue (a), de RDC (b) et de réinjection (c) . . . . .	166
D.2	Liens entre les simulations permettant d'aboutir à un calcul de réinjection 3D . . . . .	167
D.3	Exemple de condition initiale d'un calcul de réinjection 2D . . . . .	168
D.4	Problème de Riemann pour l'obtention de la condition initiale d'une simulation de réinjection . . . . .	170
D.5	Variation de la pression sur la paroi d'injection dans les calculs de réinjection 2D, pour différentes valeurs de $h_D$ , et de la RDC 2D . . . . .	171
D.6	Condition initiale dans la chambre du calcul de réinjection . . . . .	172
D.7	Nombre de Mach $M_y$ moyenné en temps et dans différentes sections de passage de la préchambre de l'injecteur ITEM dans le calcul d'un quart de la RDC fonctionnant avec le couple $\text{H}_2/\text{O}_2$ , pour un débit total $\dot{m} = 120$ g/s et une richesse $\text{ER} = 1$ . . . . .	173
D.8	Variation de la pression sur la paroi d'injection dans les calculs 3D de réinjection et de la RDC . . . . .	174
D.9	Évolution de la richesse en sortie d'un élément d'injection pendant un cycle de propagation de la détonation dans les calculs 3D de réinjection et de la RDC. La zone grise correspond à la dispersion des résultats instantanés de la RDC . . . . .	174
D.10	Fraction massique des gaz brûlés dans la couche de mélange consommée par la détonation dans les calculs 3D de réinjection et de la RDC . . . . .	175
D.11	Richesse dans la couche de mélange consommée par la détonation dans les calculs 3D de réinjection et de la RDC . . . . .	176

# Liste des tableaux

3.1	Dimensions des corps centraux testés . . . . .	55
3.2	Dimensions des restrictions installées en sortie de RDC . . . . .	56
3.3	Dimensions minimales d'une RDC selon les critères de Bykovskii et al. [29] relatifs aux mélanges étudiés . . . . .	56
3.4	Incertitudes sur la mesure du débit et de la richesse . . . . .	61
3.5	Vitesses de flamme laminaire dans le mélange stœchiométrique CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub> à 1 bar et 300 K obtenues avec Cantera et CEDRE, et le mécanisme cinétique de Laurent [226] . . . . .	81
4.1	Dimensions des éléments d'injection simulés . . . . .	86
4.2	Vitesses de détonation obtenues par simulation avec le mélange stœchiométrique H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> et les injecteurs IMP et ITEM . . . . .	95
4.3	Paramètres du problème de Riemann pour la simulation de réinjection CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub> , $h_D = 8$ mm . . . . .	100
6.1	Tailles de maille $\Delta_{3D}$ ( $\mu\text{m}$ ) pour chaque maillage. . . . .	134
6.2	Vitesses de détonation expérimentales et simulées . . . . .	136
D.1	Paramètres du problème de Riemann pour la simulation de réinjection H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub>	170
D.2	Pressions totales d'injection obtenues à partir des simulations 2D de réinjection et d'une simulation 3D de la RDC . . . . .	172
D.3	Coût de calcul de la simulation de la RDC et de la simulation de réinjection	176
E.1	Paramètres et résultats des essais expérimentaux présentés dans le manuscrit pour le mélange H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub> , avec $\dot{m}$ le débit total, ER la richesse, $\alpha$ l'angle du corps central, $d_{i,e}$ le diamètre interne à la base du corps central, $L_i$ la longueur du corps central, $n_{deto}$ le nombre de détonation observées, $D$ la vitesse de la détonation et $D_{CJ}$ la vitesse de la détonation CJ pour le mélange moyen . . . . .	177
E.3	Paramètres et résultats des essais expérimentaux présentés dans le manuscrit pour le mélange CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub> , avec $\dot{m}$ le débit total, ER la richesse, $\alpha$ l'angle du corps central, $d_{i,e}$ le diamètre interne à la base du corps central, $L_i$ la longueur du corps central, $A_{cmb}$ la section de passage de la chambre, $A_s$ la section de passage de la restriction, $n_{deto}$ le nombre de détonation observées, $D$ la vitesse de la détonation et $D_{CJ}$ la vitesse de la détonation CJ pour le mélange moyen . . . . .	179

# Nomenclature

## Acronymes

CFD	Computational Fluid Dynamics
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy
CJ	Chapman-Jouguet
DNS	Direct Numerical Simulation
FFT	Fast Fourier Transform
HLLC	Harten-Lax-van Leer-Contact
LAS	Laser Absorption Spectrometry
LES	Large Eddy Simulation
MUSCL	Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws
ODWE	Oblique Detonation Wave Engine
PDE	Pulsed Detonation Engine
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes
RDC	Rotating Detonation Combustor
RDE	Rotating Detonation Engine
SDE	Standing Detonation Engine
u.a.	Unités arbitraires
UV	Ultraviolet
WN	Wave number
ZND	Zel'dovich-von Neumann-Döring

## Symboles Grecs

$\alpha_v$	Coefficient pour le calcul de l'indice de Celik	
$\chi_k$	k-ième espèce	
$\delta q$	Chaleur spécifique échangée avec l'extérieur	J/kg
$\Delta t$	Pas de temps	s
$\delta w$	Travail spécifique échangé avec l'extérieur	J/kg
$\delta w^u$	Travail utile spécifique échangé avec l'extérieur	J/kg
$\Delta$	Taille du filtre LES	m
$\delta$	Espace inter-axe des canaux latéraux d'injection	m
$\Delta_{3D}$	Taille de maille équivalente d'un maillage 3D	m
$\delta_{ij}$	Symbole de Kronecker	
$\dot{\omega}_k$	Taux de production de l'espèce $\chi_k$	kg/m <sup>3</sup> /s
$\dot{\omega}_T$	Taux de dégagement de chaleur	W/m <sup>3</sup>
$\epsilon$	Taux moyen de dissipation d'énergie cinétique sous forme de chaleur	m <sup>2</sup> /s <sup>3</sup>
$\eta$	Échelle de Kolmogorov	m
$\eta_g$	Rendement global d'un propulseur	
$\eta_p$	Rendement propulsif	
$\eta_{c^*}$	Rendement de vitesse caractéristique	
$\eta_c$	Rendement de combustion	

$\eta_c^f$	Rendement de combustion basé sur la fraction massique de combustible	
$\eta_c^T$	Rendement de combustion basé sur la température totale	
$\eta_{def}$	Fraction massique du mélange consommé en déflagration	
$\eta_D$	Fraction massique du mélange à la stoechiométrie devant la détonation	
$\eta_{mel}$	Rendement de mélange	
$\eta_{th}$	Rendement thermique	
$\gamma$	Indice adiabatique	
$\lambda$	Largeur de cellule de détonation	m
$\lambda_{cd}$	Coefficient de conduction de la chaleur	W/m/K
$\mu$	Viscosité dynamique	kg/m/s
$\nu_{k,j}''$	Coefficients stoechiométriques côté produits de l'espèce $\chi_k$ dans la réaction $j$	
$\nu_{k,j}'$	Coefficients stoechiométriques côté réactifs de l'espèce $\chi_k$ dans la réaction $j$	
$\Omega$	Maille	
$\pi_{crit}$	Rapport de pression critique	
$\pi_c$	Taux compression	
$\rho$	Masse volumique	kg/m <sup>3</sup>
$\Sigma$	Surface d'une maille	m <sup>2</sup>
$\sigma$	Thermicité	s <sup>-1</sup>
$\Sigma\%$	Fraction de la surface sur laquelle la détonation peut remonter dans la préchambre	
$\tau_{deto}$	Période de passage de la détonation	s
$\tau_{ij}$	Tenseur des contraintes	Pa
$\theta$	Coordonnée azimutale	°
$\theta_0$	Coordonnée azimutale du centre de l'élément d'injection dans lequel la détonation doit être repositionnée	°
$\theta_{elt}$	Coordonnée azimutale du centre de l'élément d'injection au-dessus duquel la détonation est positionnée	°

### Opérateurs

[.]	Concentration molaire
$\ (\cdot)\ $	Norme du vecteur
$(\cdot)''$	Partie non résolue de la décomposition de Favre
$(\cdot)'$	Partie non résolue de la décomposition de Reynolds
$\overline{(\cdot)}$	Partie résolue de la décomposition de Reynolds
$\dot{(\cdot)}$	Partie résolue de la décomposition de Favre
MIN(.)	Valeur minimale

### Symboles Latins

$\mathcal{F}$	Vecteur des densités de flux	
$\mathcal{F}_\mu$	Vecteur des densités de flux visqueux des équations de Navier-Stokes	
$\mathcal{F}_e$	Vecteur des densités de flux convectifs des équations de Navier-Stokes	
$\mathcal{S}$	Vecteur des termes sources	
$\dot{m}$	Débit massique	kg/s
$\dot{m}_{k,def}$	Taux de consommation massique en déflagration de l'espèce $k$	kg/s

$\dot{m}_{k,in}$	Débit massique de l'espèce $k$ entrant dans le domaine	kg/s
$\dot{m}_{k,out}$	Débit massique de l'espèce $k$ sortant du domaine	kg/s
$M$	Nombre de Mach	
$\mathcal{D}$	Coefficient de diffusion	m <sup>2</sup> /s
$\mathcal{M}$	Masse molaire	kg/mol
$\mathcal{N}$	Nombre de mailles	
$\mathcal{P}_p$	Puissance propulsive	W
$\mathcal{P}_r$	Puissance libérée par la combustion	W
$\mathcal{V}$	Volume de la maille	m <sup>3</sup>
$\bar{q}_i$	Terme de diffusion de la chaleur dans les équations de Navier-Stokes filtrées	W/m <sup>2</sup>
$Pr$	Nombre de Prandtl	
$Re$	Nombre de Reynolds	
$Sc$	Nombre de Schmidt	
$\mathbf{F}$	Vecteur des forces	N
$\mathbf{g}$	Vecteur des termes raides des équations de Navier-Stokes	
$\mathbf{h}$	Vecteur des termes non raides des équations de Navier-Stokes	
$\mathbf{n}$	Vecteur normale à la surface	
$\mathbf{q}$	Vecteur des variables conservatives	
$C_{sp}$	Consommation spécifique	kg/N/s
ER	Richesse	
FI	Indice de flamme	
$I_{sp}$	Impulsion spécifique	s
MR	Rapport de mélange	
$A$	Surface	m <sup>2</sup>
$A_k$	Facteur pré-exponentiel de la loi d'Arrhenius	[mol,m <sup>3</sup> ,s,K]
$a_\alpha$	Coefficient du polynôme sur la température de $c_p$	J/kg/K <sup><math>\alpha+1</math></sup>
$A_s$	Surface de passage de la restriction en sortie de RDC	m <sup>2</sup>
$B^{dim}$	Corrélation à deux points adimensionnée	
$c$	Vitesse du son	m/s
$c^*$	Vitesse caractéristique d'éjection des gaz	m/s
$C_d$	Coefficient de décharge	
$C_F$	Coefficient de poussée d'une tuyère	
$c_p$	Capacité calorifique spécifique à pression constante	J/kg/K
$C_s$	Constante du modèle de sous-maille de Smagorinsky	
$c_v$	Capacité calorifique spécifique à volume constant	J/kg/K
$D$	Vitesse de détonation	m/s
$d_e$	Diamètre du corps extérieur de la RDC	m
$d_f$	Diamètre de l'orifice d'injection du combustible	m
$d_{i,f}$	Diamètre à la base du corps central de la RDC	m
$d_{i,s}$	Diamètre à la sortie du corps central de la RDC	m
$d_{inj}$	Diamètre de la préchambre	m
$d_{mid}$	Diamètre médian de la RDC	m
$d_{ox}$	Diamètre de l'orifice d'injection de l'oxydant	m
$d_p$	Diamètre du tube de prédétonation	m

$d_s$	Diamètre de la surface sensible d'un capteur de pression	m
$e$	Énergie interne massique (J/kg), ou espace annulaire de la RDC (m)	
$Ea_k$	Énergie d'activation de la loi d'Arrhenius	J/mol
$f$	Fréquence	Hz
$F_e$	Seconde composante des forces du propulseur appliquées au fluide	N
$F_i$	Première composante des forces du propulseur appliquées au fluide	N
$F_p$	Poussée du propulseur	N
$F_s$	Poussée spécifique	m/s
$g$	Accélération normale de la pesanteur terrestre	m/s <sup>2</sup>
$G_\Delta$	Noyau de convolution	
$h$	Enthalpie massique	J/kg
$h_D$	Position de la discontinuité dans un problème de Riemann	m
$h_s$	Enthalpie sensible massique	J/kg
$I$	Invariant de Riemann	
$k_{b,j}$	Constante du taux de réaction inverse de la réaction $j$	
$k_{eq,j}$	Constante d'équilibre de la réaction $j$	
$k_{f,j}$	Constante du taux de réaction directe de la réaction $j$	
$l$	Longueur de l'échelle intégrale	m
$l_c$	Hauteur critique de la couche de mélange	m
$l_e$	Longueur de réaction	m
$l_e$	Longueur du corps extérieur de la RDC	m
$l_i$	Longueur du corps central de la RDC	m
$L_1$	Hauteur totale de la préchambre	m
$L_2$	Distance entre le fond de la préchambre et le point d'intersection des canaux latéraux d'injection	m
$l_{ind}$	Longueur d'induction	m
$m$	Masse	kg
$m_k$	Masse de l'espèce $k$ dans le domaine	kg
$M_r$	Nombre de réactions	
$m_{fg}$	Masse totale de gaz frais dans un élément d'injection	kg
$m_{inj}$	Masse de gaz frais injectée pendant un cycle de détonation dans un élément d'injection	kg
$m_{sto}$	Masse de gaz frais en proportions stoechiométriques dans un élément d'injection	kg
$N$	Nombre d'espèces	
$n_v$	Exposant pour le calcul de l'indice de Celik	
$n_{deto}$	Nombre de fronts de détonation	
$P$	Pression statique	Pa
$P_{th}$	Pression totale théorique à la restriction sonique	Pa
$q_c$	Chaleur massique libérée par la réaction de combustion	J/kg
$q_j$	Taux de progression molaire de la réaction $j$	mol/m <sup>3</sup> /s
$QI_v$	Indice de Celik	
$R$	Constante universelle des gaz parfaits	J/K/mol
$r$	Constante spécifique du gaz	J/K/kg
$r_c$	Rayon de la restriction en sortie de la RDC	m

$r_{inj}$	Rayon de la couronne d'injection	m
$s$	Entropie massique	J/K/kg
$S_L$	Vitesse de flamme laminaire	m/s
$S_{ij}$	Tenseur des taux de déformation	s <sup>-1</sup>
$T$	Température statique	K
$t$	Temps	s
$T_{ad}$	Température adiabatique de flamme	K
$t_n$	Temps mis par la détonation pour parcourir le diamètre d'un capteur de pression	s
$u$	Vitesse matérielle	m/s
$u_l$	Vitesse de l'échelle intégrale	m/s
$u_\theta$	Vitesse azimutale	m/s
$u_{k,i}$	Vitesse de l'espèce $\chi_k$ dans la direction $i$	m/s
$u_r$	Vitesse radiale	m/s
$V$	Volume du domaine fluide	m <sup>3</sup>
$V_{k,i}$	Vitesse de diffusion de l'espèce $\chi_k$ selon la direction $x_i$	m/s
$W$	Travail	W
$X$	Fraction molaire	
$Y$	Fraction massique	
$Z$	Variable pour la visualisation des zones stratifiées	

### Exposants

$n$	A l'instant $n$
$ref$	Conditions de référence

### Indices

$0$	Conditions à l'entrée du propulseur
$1$	Conditions en aval du compresseur du propulseur
$2$	Conditions en aval de la chambre de combustion du propulseur
$8$	Conditions à la sortie du propulseur
$B$	Relatif au cycle de Brayton
$f$	Relatif au combustible
$H$	Relatif au cycle de Humphrey
$k$	Relatif à l'espèce $\chi_k$
$t$	Condition totale
$y$	Selon la direction $y$
$CJ$	Relatif aux conditions de Chapman-Jouguet
$CH_4$	Relatif au CH <sub>4</sub>
$cmb$	Relatif à la chambre de combustion
$col$	Relatif au col sonique
$elm$	Relatif à un élément d'injection
$exp$	Données expérimentales
$FJ$	Relatif au cycle de Fickett-Jacobs
$in$	Entrant
$low$	Relatif à l'état bas du problème de Riemann
$O_2$	Relatif à l'O <sub>2</sub>

<i>out</i>	Sortant
<i>ox</i>	Relatif à l'oxydant
<i>sgs</i>	Relatif aux échelles de sous-mailles
<i>up</i>	Relatif à l'état haut du problème de Riemann







# Introduction générale

---

## Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Une brève histoire de la propulsion</b>	<b>3</b>
<b>1.2</b>	<b>Nouveaux concepts : meilleure performance, moins de pollution</b>	<b>5</b>
<b>1.3</b>	<b>Motivations et objectifs de l'étude</b>	<b>6</b>

---

## 1.1 Une brève histoire de la propulsion

L'invention des feux d'artifice en Chine autour du XI<sup>e</sup> siècle correspond au premier lancement d'engins autopropulsés [1]. Le terme autopropulsion fait référence à tout moyen de propulsion sans point d'appui extérieur. Pour les feux d'artifice, c'est la combustion de la poudre explosive dans l'engin qui génère la poussée qui le propulse dans les airs. Les applications de ce principe sont d'abord militaires : Hasan al-Rammah conçoit la première torpille en actuelle Syrie au XIII<sup>e</sup> siècle à l'aide de poudres explosives [2], les premiers lancements de roquettes sont attribués à l'Autrichien Conrad Haas au XVI<sup>e</sup> siècle [3] et l'armée mysoréenne utilise des fusées contre les anglais à la fin du XVIII<sup>e</sup> siècle [4].

Tsiolkovsky [5] développe la théorie de la propulsion fusée et indique qu'il est possible d'échapper à la gravité terrestre à l'aide d'une fusée H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> à plusieurs étages. René Lorin [6] propose le concept de statoréacteur, un propulseur supersonique sans pièce mobile, dans lequel la compression est obtenue par le ralentissement de l'écoulement dans l'entrée d'air. Goddard réalise des essais de fusées à propergol solide [7], puis liquide avec une tuyère permettant d'accélérer les gaz à des vitesses supersoniques pour obtenir des poussées plus élevées [8].

Le développement des propulseurs s'accélère après la Première Guerre mondiale. Dans les années 1930, Frank Whittle en Angleterre et Hans von Ohain en Allemagne proposent indépendamment le concept de turboréacteur [9]. Dans cet autopropulseur, l'air passe par un compresseur et est détendu dans une turbine après la combustion. Les premiers missiles autopropulsés sont développés lors de la Seconde Guerre mondiale en Allemagne,

avec d'abord le V1 propulsé par un pulsoréacteur, puis le V2 qui utilise un moteur-fusée à ergols liquides [10]. Les premiers statoréacteurs, dits tuyères thermopropulsives, voient leur conception par Leduc débiter en France avant la Seconde Guerre mondiale. L'Homme est envoyé dans l'espace pour la première fois en 1961, puis sur la Lune en 1969. Les avancées scientifiques permettent le déploiement d'aéronefs supersoniques (SR-71, Concorde). Parallèlement à ces avancées scientifiques, la démocratisation de l'aviation de ligne pousse les constructeurs à développer des engins de plus en plus performants, tels que le Boeing 747, qui peut transporter 416 passagers à 920 km/h en 1969.

Tous ces concepts utilisent la combustion pour produire l'énergie nécessaire à la propulsion.

## 1.2 Nouveaux concepts : meilleure performance, moins de pollution

Les crises pétrolières de 1973, 1979 et 2008 et la crise écologique causée par les activités humaines [11] obligent les États à réduire leur consommation d'énergie fossile et leurs émissions polluantes. L'aviation représente 2,9% des émissions mondiales [12], et les entreprises du secteur aérien prévoient un doublement du trafic d'ici à 2050. Aussi, l'apparition de nombreuses entreprises dans le secteur spatial et le déploiement de constellations de satellites a multiplié par trois le nombre de décollages de fusée depuis les années 2000 [13]. Il est donc indispensable de continuer à améliorer les performances des propulseurs afin de réduire leur empreinte écologique.

Le turboréacteur équipe depuis les années 70 la plupart des avions commerciaux, ce qui a permis d'optimiser son fonctionnement en utilisant par exemple un taux de dilution et une température en entrée de turbine toujours plus élevés. De même, les moteurs-fusées ont gagné en efficacité, notamment grâce à l'augmentation de la pression dans la chambre de combustion. Néanmoins, ces systèmes ont atteint leur maturité technologique et les gains de performance encore possibles sont faibles. Certains concepts de propulseurs envisagés dans les années 1950-1970, mais jugés trop complexes à l'époque, sont donc maintenant reconsidérés. Si on s'intéresse uniquement au propulseur, on pourra citer les concepts de soufflante non carénée (open rotor) [14] ou à engrenage [15] et d'entrée d'air à ingestion de couche limite [16].

L'énergie utilisée pour générer la poussée du propulseur résulte d'un phénomène multiphysique, la combustion. Parmi tous les processus de combustion, c'est la combustion isobare (pression constante) qui jusqu'à présent a été mise en œuvre dans les auto-propulseurs. Cependant, l'utilisation de la détonation présenterait plus d'avantages : sa vitesse supersonique ( $\approx 2000$  m/s) et sa faible épaisseur réactive permettrait de réduire la taille de la chambre de combustion et d'augmenter les performances du propulseur. La détonation est constituée d'un choc couplé à une zone réactive, ce qui permet d'obtenir, dans certaines conditions, un gain de pression totale entre l'entrée et la sortie de la chambre de combustion [17]. Il faut aussi noter que l'hydrogène ( $H_2$ ), envisagé pour la décarbonation des transports, est bien adapté à la propulsion par détonation grâce à son excellente détonabilité.

### 1.3 Motivations et objectifs de l'étude

Cette étude porte sur le moteur à détonation rotative (RDE, Rotating Detonation Engine), qui concentre actuellement le plus d'attention en raison de sa simplicité géométrique apparente et de son fonctionnement continu. Un RDE a généralement la forme d'une chambre annulaire, appelée RDC (Rotating Detonation Combustor), délimitée par deux cylindres coaxiaux, dans laquelle une ou plusieurs détonations se propagent autour de l'axe de la chambre, en consommant les ergols injectés en continu.

Le temps disponible pour l'injection et le mélange des ergols est fixé par le délai entre deux passages de détonation. Les vitesses supersoniques de celles-ci imposent un temps de mélange des ergols extrêmement court, typiquement entre 10 et 100  $\mu\text{s}$ . Les non-uniformités du mélange frais diminuent la vitesse de détonation et le rendement de combustion, et donc le gain attendu sur la performance. Également, l'injection d'un prémélange peut mener à un régime de déflagration plutôt que de détonation, ou à une remontée de la combustion dans l'injecteur, conduisant à son endommagement. Injecter un prémélange partiel dans la RDC pourrait représenter un bon compromis. Ce travail a donc pour objectif de concevoir puis de tester numériquement et expérimentalement un injecteur produisant un prémélange partiel des ergols dans une préchambre, avant leur injection dans la RDC.

Le chapitre 2 de ce manuscrit propose un état de l'art concernant la propulsion, la détonation et son utilisation dans les RDEs. Le chapitre 3 décrit le banc expérimental et le code CFD (Computational Fluid Dynamics) utilisé dans cette étude. Le chapitre 4 détaille la conception et l'optimisation numérique de l'injecteur à prémélange partiel pour les couples  $\text{H}_2/\text{O}_2$  et  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ . Les performances de l'injecteur sont évaluées numériquement à l'aide de simulations du fonctionnement de la RDC. Le chapitre 5 présente l'analyse des résultats de l'étude paramétrique expérimentale réalisée avec l'injecteur optimisé. Les paramètres de l'étude sont le couple combustible/oxydant utilisé ( $\text{H}_2/\text{O}_2$ ,  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4/\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2/\text{air}$ ), le flux de masse dans la chambre (30-200  $\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$ ), la richesse globale (0.6-1.4), les dimensions de la chambre et de la restriction installée à la sortie. Dans le chapitre 6, la simulation d'un essai avec le couple  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  est d'abord validée à l'aide des observations expérimentales, puis étudiée pour obtenir plus de détails sur la réponse de l'injecteur aux sollicitations de la détonation, la qualité du mélange consommé par la détonation, le rendement de combustion et les fluctuations en sortie de RDC.

# Propulsion : de la combustion isobare à la détonation

---

## Sommaire

---

<b>2.1 Rappels sur la propulsion</b> . . . . .	<b>8</b>
2.1.1 Fonctionnement d'un propulseur . . . . .	8
2.1.2 Performance des propulseurs à combustion isobare ou isochore . . . . .	10
2.1.3 Intérêts de la détonation pour la propulsion . . . . .	15
<b>2.2 La détonation : aspects fondamentaux et applications</b> . . . . .	<b>19</b>
2.2.1 Les modèles CJ, ZND et Taylor-Zel'dovich . . . . .	19
2.2.2 Dynamiques locale et globale . . . . .	24
2.2.3 Comportement dans des conditions non-idéales . . . . .	25
2.2.4 Les concepts de propulseur par détonation . . . . .	28
<b>2.3 Le RDE : état de l'art</b> . . . . .	<b>32</b>
2.3.1 Amorçage et transition vers la rotation établie . . . . .	32
2.3.2 Structure et dynamique de la détonation rotative . . . . .	33
2.3.3 Injection et mélange des ergols . . . . .	40
2.3.4 Éjection des produits de combustion . . . . .	46

---

Les engins autopro pulsés sont utilisés depuis longtemps, mais la description thermodynamique de leurs transformations et efficacités date du XIX<sup>e</sup> siècle. Le développement de la théorie associée aux propulseurs a mené à envisager de nouveaux concepts visant à de meilleures performances. L'utilisation de la détonation pour la propulsion a notamment été étudiée dès 1940 par Zel'dovich [18], à peu près à la période où les premiers modèles du front de détonation ont été développés par Chapman [19], Jouguet [20] puis Zel'dovich [21], von Neumann [22] et Döring [23]. La structure réelle – 3D cellulaire – du front a été mise en évidence par Denisov et Troshin [24] en 1959.

La vitesse supersonique de la détonation implique d'utiliser de nouvelles configurations de chambre de combustion, telles que celles proposées par Hoffmann [25], Nicholls

[26] ou Voitsekhovskii [27]. Les études portent désormais sur le RDE en raison de son fonctionnement continu à large plage de Mach et de sa conception simple. A la suite de Voitsekhovskii, les travaux menés en Russie depuis 1959 par, entre autres, Bykovskii [28, 29], Zhdan [30, 31] ou Frolov [32, 33] ont grandement contribué à identifier la structure de l'écoulement dans la chambre et à définir des règles de dimensionnement. Wolanski [34] et Naples [35] pour les turboréacteurs et Frolov [33] pour les moteurs-fusées ont démontré expérimentalement qu'un RDE permet de diminuer la consommation du propulseur. Des lancements de fusées expérimentales propulsées pendant quelques secondes par un RDE ont été accomplis au Japon [36] et en Pologne [37], tandis que la NASA [38] a effectué des essais de plusieurs minutes d'un RDE refroidi par le combustible à l'état cryogénique.

## 2.1 Rappels sur la propulsion

### 2.1.1 Fonctionnement d'un propulseur

Il existe une grande variété de propulseurs, dont les caractéristiques dépendent des conditions de vol visées et du milieu dans lequel l'engin se déplace. On peut les classer en deux grandes catégories : les moteurs aérobies et les moteurs-fusées. Les premiers utilisent l' $O_2$  présent dans l'air pour brûler le combustible qu'ils transportent, tandis que les moteurs-fusées utilisent l'oxydant et le combustible embarqués. La présente description ne s'attache pas aux particularités des différentes technologies existantes, mais la distinction entre les moteurs aérobies et les moteurs-fusées est importante. La figure 2.1 présente un schéma de turboréacteur, un moteur aérobie dans lequel l'écoulement gazeux entre à l'état 0 et ressort, après compression, combustion et détente, à l'état 8.

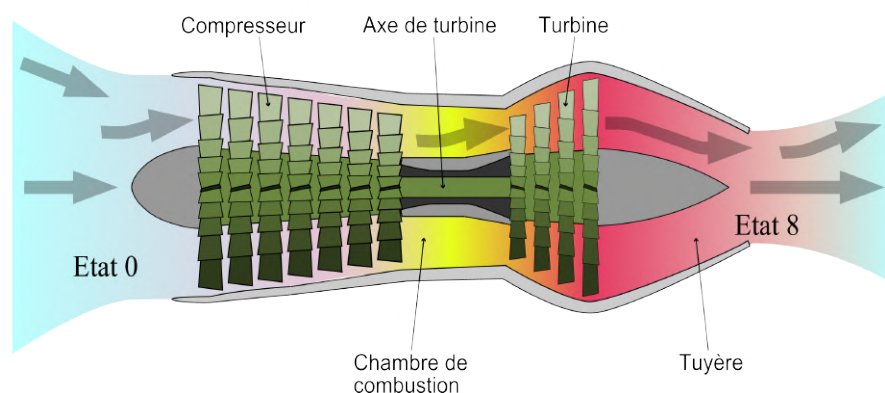


FIGURE 2.1 – Schéma d'un turboréacteur [39]

Un propulseur génère une poussée par l'accélération d'un gaz et de l'application de la loi d'action-réaction  $\mathbf{F}_{a \rightarrow b} = -\mathbf{F}_{b \rightarrow a}$ . La poussée est calculée par bilan de la quantité



de mouvement du fluide sur les domaines I et II présentés sur la figure 2.2. Le domaine I correspond au domaine fluide contenu dans le propulseur, tandis que le domaine II entoure le propulseur. Les gaz arrivent par la surface  $A_0$  avec un débit  $\dot{m}$  à l'état 0, subissent une succession de transformations dans le propulseur et sont éjectés par la surface  $A_8$  à l'état 8. Le domaine II est donc composé de gaz à l'état 0 uniquement. Les forces de pression s'appliquant sur les sections latérales des domaines s'annulent par symétrie. Pour le domaine I, le bilan de la quantité de mouvement selon l'axe du propulseur  $y$  implique

$$-\dot{m}(u_8 - u_0) = -P_0A_0 + P_8A_8 + F_i, \quad (2.1)$$

et pour le domaine II

$$0 = P_0(A - A_8) - P_0(A - A_0) + F_e, \quad (2.2)$$

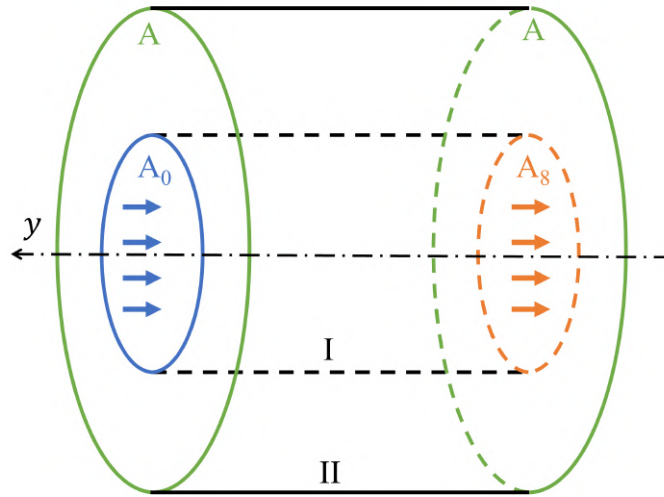


FIGURE 2.2 – Schéma de principe d'un propulseur

avec  $F_i$  et  $F_e$  les forces interne et externe générées par le propulseur sur le fluide,  $P$  la pression statique et  $u$  la vitesse. La poussée  $F_p$  correspond à la force du fluide sur le propulseur, c'est-à-dire  $F_p = -F_i - F_e$ . En réarrangeant les relations (2.1) et (2.2),

$$F_p = \dot{m}(u_8 - u_0) + A_8(P_8 - P_0) \quad (2.3)$$

La poussée totale est donc composée de la poussée brute  $\dot{m}u_8$ , de la poussée de culot  $A_8(P_8 - P_0)$  et de la traînée de captation  $\dot{m}u_0$ . Dans la réalité, le combustible est injecté à un débit  $\dot{m}_c$  dans le propulseur, ce qui augmente la poussée brute à  $(\dot{m} + \dot{m}_c)u_8$ .

La poussée spécifique  $F_s$  définie par

$$F_s = \frac{F_p}{\dot{m}} \quad (2.4)$$

représente la poussée générée pendant une seconde par un kilogramme d'air pour un moteur aérobie ou un kilogramme d'ergols pour un moteur-fusée. L'efficacité des moteurs aérobies est définie à partir de la consommation spécifique  $C_{sp}$  qui correspond à la consommation de combustible nécessaire pour générer une poussée de 1 N durant l'unité de temps.  $C_{sp}$  et  $F_s$  sont reliées par

$$C_{sp} = \frac{\dot{m}_f}{F_p}, \quad (2.5)$$

avec  $\dot{m}_f$  le débit de combustible. Plus  $C_{sp}$  est faible, moins le moteur consomme de combustible et plus il est efficace.

Les moteurs-fusées utilisent l'oxydant et le combustible embarqués, ce qui implique la définition d'un autre critère d'efficacité nommé impulsion spécifique ( $I_{sp}$ ), défini par

$$I_{sp} = \frac{F_s}{g}, \quad (2.6)$$

avec  $g$  la constante gravitationnelle au niveau de la mer. L' $I_{sp}$  représente la durée pendant laquelle 1 kilogramme de réactifs génère la poussée nécessaire pour élever une masse d'1 kilogramme au niveau de la mer. Plus l' $I_{sp}$  est élevée et plus le moteur est efficace. La vitesse caractéristique  $c^*$  et le coefficient de poussée  $C_F$  de la tuyère permettent de découpler l'efficacité de la chambre de combustion et de la tuyère d'une fusée [40], soit

$$I_{sp} = \frac{c^* C_F}{g} \quad (2.7)$$

Ils sont définis par

$$c^* = \frac{P_{t,comb} A_s}{\dot{m}}, \quad (2.8)$$

$$C_F = g \frac{I_{sp}}{c^*}, \quad (2.9)$$

avec  $P_{t,comb}$  la pression totale dans la chambre de combustion,  $A_s$  la section de passage du col de la tuyère et  $\dot{m}$  le débit massique d'ergols.

### 2.1.2 Performance des propulseurs à combustion isobare ou isochore

Les performances d'un propulseur sont directement liées aux transformations subies par les gaz dans celui-ci. On considère un propulseur aérobie en supposant que le débit de combustible est négligeable devant le débit d'air. Les réactifs et les produits de combustion ont des propriétés thermodynamiques identiques. Les états considérés dans le propulseur

sont les suivants

- État 0 : réactifs à l'entrée du propulseur
- État 1 : réactifs après la compression isentropique, à l'entrée de la chambre de combustion
- État 2 : produits de combustion en sortie de la chambre
- État 8 : produits de combustion après la détente isentropique jusqu'à la pression ambiante  $P_0$

Toutes les transformations sont supposées adiabatiques, il est commode de les présenter dans le cas simplifié du gaz idéal. De plus, les hypothèses suivantes sont donc considérées ci-après :

- le gaz est parfait, il suit donc la loi  $P = \rho r T$ , avec  $\rho$  la masse volumique,  $T$  la température,  $r = R/\mathcal{M}$  la constante spécifique du gaz, où  $R = 8.314$  J/mol/K est la constante des gaz parfaits et  $\mathcal{M}$  la masse molaire,
- le gaz est idéal, c'est-à-dire que l'on néglige les dépendances de  $c_p$ ,  $c_v$ , et donc de  $\gamma = c_p/c_v$ , à la température. Cette hypothèse est forte, mais elle permet de simplifier l'analyse. On suppose en plus qu'ils ne varient pas avec la composition (c'est-à-dire pendant la combustion), de même que la constante spécifique du gaz  $r$ .

Les performances globales du propulseur sont évaluées avec le rendement global  $\eta_g$  défini par

$$\eta_g = \mathcal{P}_p / \mathcal{P}_r, \quad (2.10)$$

où  $\mathcal{P}_p = F_p u_0$  est la puissance propulsive et  $\mathcal{P}_c = \dot{m} q_c$  la puissance thermique libérée lors de la combustion. Le rendement global peut être décomposé comme le produit du rendement thermique  $\eta_{th}$ ,

$$\eta_{th} = \frac{u_8^2 - u_0^2}{2q_c} \quad (2.11)$$

qui correspond à la fraction de  $\mathcal{P}_r$  transformée en puissance mécanique, et du rendement propulsif  $\eta_p$ ,

$$\eta_p = \frac{2F_s u_0}{u_8^2 - u_0^2}, \quad (2.12)$$

qui représente la fraction de la puissance cinétique des gaz éjectés réellement utilisée par le propulseur.

Le rendement thermique du propulseur peut être calculé à partir des relations thermodynamiques. La compression est réalisée, soit par simple ralentissement de l'écoulement, soit par un compresseur entraîné par une turbine, elle-même mise en mouvement par la

détente des gaz après combustion. Ainsi, le propulseur n'échange pas d'énergie mécanique avec l'extérieur. Dans ce cas, et puisque le système est supposé adiabatique et opérant en mode stationnaire, la conservation du flux d'énergie totale implique

$$\dot{m}h_{t,0} = \dot{m}h_{t,8}, \quad (2.13)$$

où  $h_t = h + \frac{1}{2}u^2$  est l'enthalpie totale et  $h$  l'enthalpie du fluide. D'où, d'après (2.11),

$$\eta_{th} = \frac{h_0 - h_8}{q_c} \quad (2.14)$$

Les travaux spécifiques de compression  $w_{0 \rightarrow 1}$  et de détente  $w_{2 \rightarrow 8}$  adiabatiques sont définis par

$$w_{0 \rightarrow 1} = (h_1 - h_0), \quad (2.15)$$

$$w_{2 \rightarrow 8} = (h_8 - h_2). \quad (2.16)$$

ainsi

$$\eta_{th} = -\frac{w_{0 \rightarrow 1} + w_{2 \rightarrow 8}}{q_c} = -\frac{w_{net}}{q_c}, \quad (2.17)$$

qui correspond à la définition du rendement thermique du cycle thermodynamique. Pour un gaz parfait non réactif, la variation de l'enthalpie est définie à partir de la capacité calorifique  $c_p$  selon

$$dh = c_p dT \quad (2.18)$$

L'énergie dégagée par la réaction correspond à la différence entre les enthalpies des réactifs  $h_r$  et des produits  $h_p$  évaluées à la même température  $T^{ref}$ , soit

$$q_c = h_r^{ref} - h_p^{ref} > 0 \quad (2.19)$$

En utilisant les relations (2.18) et (2.19), il vient

$$h_0 - h_8 = h_r^{ref} + c_p (T_0 - T^{ref}) - h_p^{ref} - c_p (T_8 - T^{ref}) = c_p (T_0 - T_8) + q_c \quad (2.20)$$

En utilisant la relation (2.20) dans (2.14), le rendement thermique peut se mettre sous la forme

$$\eta_{th} = 1 - \frac{c_p T_0}{q_c} \left( \frac{T_8}{T_0} - 1 \right) = 1 - \frac{c_p T_0}{q_c} \left( \frac{T_8}{T_2} \frac{T_2}{T_1} \frac{T_1}{T_0} - 1 \right) \quad (2.21)$$

La compression et la détente sont adiabatiques et réversibles, donc isentropiques, ce qui

permet d'utiliser la loi de Laplace  $P/\rho^\gamma = cst$ . D'où avec  $P = \rho r T$ ,

$$\frac{T_1}{T_0} = \left(\frac{P_1}{P_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (2.22)$$

$$\frac{T_8}{T_2} = \left(\frac{P_8}{P_2}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (2.23)$$

Puisque  $P_0 = P_8$ , la relation (2.21) peut s'écrire

$$\eta_{th} = 1 - \frac{c_p T_0}{q_c} \left[ \frac{T_2}{T_1} \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right] \quad (2.24)$$

La combustion est réalisée à pression constante dans la majorité des propulseurs actuels, leur fonctionnement est alors décrit par le cycle thermodynamique de Brayton (Fig. 2.3). Il vient  $P_1 = P_2$ , et la transformation étant adiabatique, on a  $h_1 = h_2$ . Ainsi, d'après (2.18) et (2.19), il vient

$$T_2 = T_1 + q_c/c_p \quad (2.25)$$

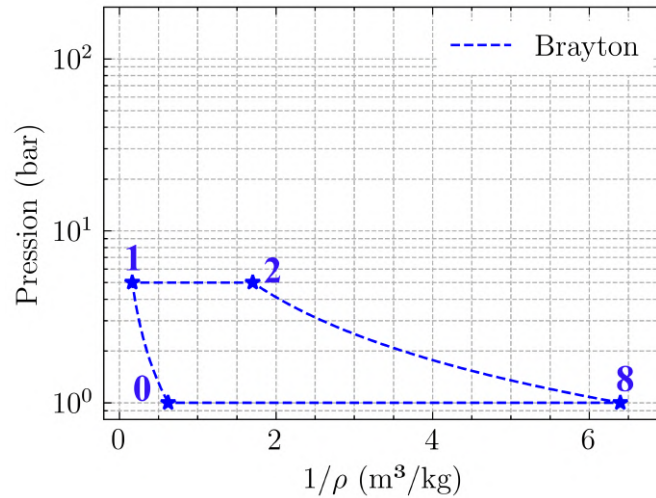


FIGURE 2.3 – Cycle de Brayton pour le mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  initialement à 1 bar et 200 K et un taux de compression  $\pi_c = 5$ , avec  $c_p = 2168 \text{ J/kg/K}$ ,  $\gamma = 1,22$  et  $q_c = 5,4 \text{ MJ/kg}$ .

On note  $\pi_c = P_1/P_0$  le rapport de compression. À partir des relations (2.24) et (2.25), il vient pour le cycle de Brayton

$$\eta_{th,B} = 1 - \frac{T_0}{T_1} = 1 - \pi_c^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (2.26)$$

Le rendement thermique du cycle de Brayton augmente donc avec le taux de compression  $\pi_c$  du compresseur et atteint environ 0.4 dans les turboréacteurs. La plupart des

propulseurs suivent le cycle de Brayton du fait de sa simplicité de mise en œuvre.

Dans un turboréacteur comme dans un moteur-fusée, une partie de l'énergie des gaz est utilisée pour entraîner le compresseur (ou la turbopompe), ce qui diminue la part d'énergie disponible pour la propulsion. Une solution pour contourner ce problème serait d'entraîner l'étage de compression par un moteur électrique alimenté par une batterie. Les études théoriques de Rachov et al. [41] et Kwak et al. [42] indiquent que cette solution est pertinente pour de petits moteurs-fusées fonctionnant sur de courtes durées, car elle permet aussi de réduire le budget alloué à la conception de la turbopompe. Elle est par ailleurs déjà intégrée sur le moteur-fusée Rutherford de l'entreprise Rocket Lab. Néanmoins, pour des moteurs-fusées de plus grande puissance ou fonctionnant plus longtemps, la faible densité énergétique des batteries actuelles rend cette solution inapplicable.

Un autre type de cycle consiste à utiliser la combustion à volume constant, lors de laquelle la pression des gaz augmente pour atteindre

$$P_2 = P_1 \frac{T_2}{T_1} \quad (2.27)$$

On obtient alors le cycle de Humphrey, représenté en rouge sur la figure 2.4. Pour calculer le rendement thermique de ce cycle, on repart de la relation (2.24) qui reste applicable ici en conservant les mêmes hypothèses.

La combustion est adiabatique et à volume constant, d'où la conservation de l'énergie interne  $e_1 = e_2$ . En utilisant la relation (2.19),  $e = h - P/\rho$ , la loi des gaz parfaits et la relation de Meyer  $c_p - c_v = r$ , on montre que

$$q_c = c_v(T_2 - T_1) \quad (2.28)$$

En utilisant les relations (2.24), (2.27) et (2.28), on obtient alors pour le cycle de Humphrey

$$\eta_{th,H} = 1 - \pi_c^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \gamma \frac{\left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{1/\gamma} - 1}{\frac{T_2}{T_1} - 1} \quad (2.29)$$

En plus du rapport de compression, le rendement thermique du cycle de Humphrey dépend aussi de l'augmentation de la température lors de la combustion. Ce cycle est plus complexe à mettre en place que celui de Brayton, car il nécessite de bloquer l'écoulement des gaz pendant la combustion, c'est pourquoi il n'existe quasiment pas d'application industrielle dans un autopropulseur à ce jour.

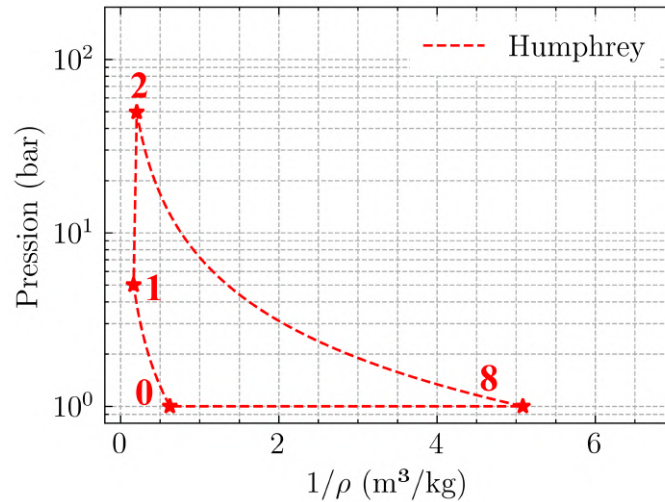


FIGURE 2.4 – Cycle de Humphrey pour le mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  initialement à 1 bar et 200 K et un taux de compression  $\pi_c = 5$ , avec  $c_p = 2168 \text{ J/kg/K}$ ,  $\gamma = 1,22$  et  $q_c = 5,4 \text{ MJ/kg}$ .

### 2.1.3 Intérêts de la détonation pour la propulsion

Une autre approche pour libérer la chaleur contenue dans les gaz frais consiste à utiliser la détonation à la place de la combustion isobare ou isochore. Zel'dovich [18] a suggéré dès 1940 que la détonation permettrait d'augmenter le rendement de 13% par rapport au cycle de Humphrey. Le cycle thermodynamique idéal utilisant la détonation est traditionnellement appelé cycle de Fickett-Jacobs. Il a été décrit en détail par Fickett et Davis dans [43] et reprend le modèle simplifié de Jacobs [44] dans lequel les produits de combustion mettent en mouvement un piston. Wintenberger et Shepherd [45] ont également proposé une description dans laquelle le gaz est contenu dans un cylindre fermé par deux pistons. Le cycle comprend une succession de transformations présentées sur la figure 2.5. Les pistons sont supposés sans masse, adiabatiques et rigides. Ils ne sont pas reliés l'un à l'autre, leur mouvement est dû au seul transfert d'énergie par l'intermédiaire du gaz. Le cycle comprend 8 transformations :

- Transformation (a) : l'espace entre les deux pistons est rempli par un gaz détonant à température  $T_0$  et pression  $P_0$ .
- Transformation (b) : les gaz subissent une compression adiabatique et réversible jusqu'à atteindre l'état 1.
- Transformation (c) : le piston  $G$  est déplacé à la vitesse  $u_p$  et une détonation est initiée au même moment à la surface du piston.
- Transformation (d) : le piston  $D$  accélère jusqu'à la vitesse  $u_p$  lorsque la détonation l'atteint. Le système pistons/cylindre est alors en translation à la vitesse  $u_p$  et les gaz sont à l'état 2.

- Transformation (e) : les gaz brûlés sont ramenés au repos ( $u = 0$ ) de manière adiabatique et réversible, en convertissant l'énergie cinétique du système en travail, tout en conservant la distance entre les deux pistons constante.
- Transformation (f) : les gaz brûlés sont détendus de manière adiabatique et réversible jusqu'à la pression initiale  $P_0$ , générant à nouveau un travail. Les gaz sont à l'état 8.
- Transformation (g) : les gaz brûlés sont refroidis de manière réversible et isobare jusqu'à la température initiale  $T_0$ .
- Transformation (h) : les gaz brûlés sont remplacés par des gaz frais détonants pour boucler le cycle.

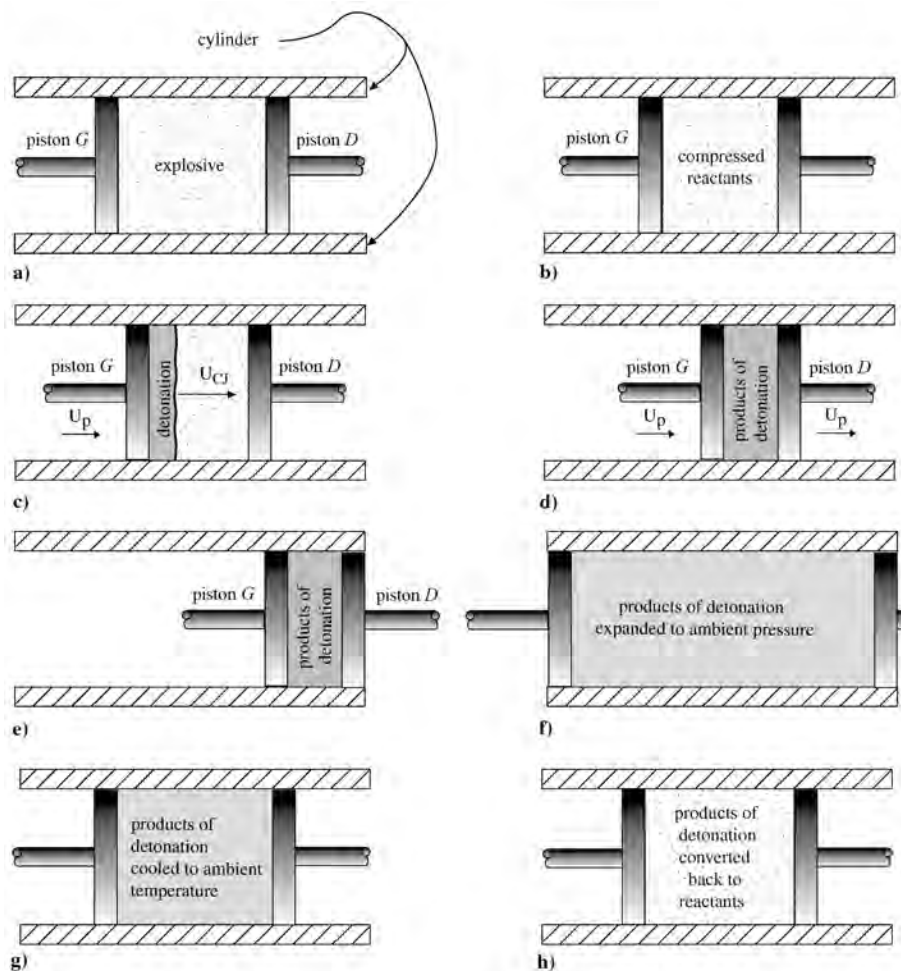


FIGURE 2.5 – Étapes du cycle de Fickett-Jacobs [45]

Ce cycle théorique est présenté sur la figure 2.6 dans le plan  $(P, 1/\rho)$  avec les cycles de Brayton et Humphrey. La relation (2.24) est applicable au cycle de Fickett-Jacobs [46]. On verra dans la sous-section 2.2.1 que la théorie de Champan-Jouguet permet d'obtenir les rapports  $T_2/T_1$  et  $P_2/P_1$  en fonction de la chaleur de la réaction (relations 2.48 et 2.50). À partir de ces relations, le rendement thermique du cycle de Fickett-Jacobs peut



se mettre sous la forme

$$\eta_{FJ} = 1 - \frac{c_p T_0}{q_c} \left[ \frac{1}{M_{CJ}^2} \left( \frac{1 + \gamma M_{CJ}^2}{1 + \gamma} \right)^{(\gamma+1)/\gamma} - 1 \right] \quad (2.30)$$

où  $M_{CJ}$  est le nombre de Mach de l'onde de détonation dans le repère des gaz frais.

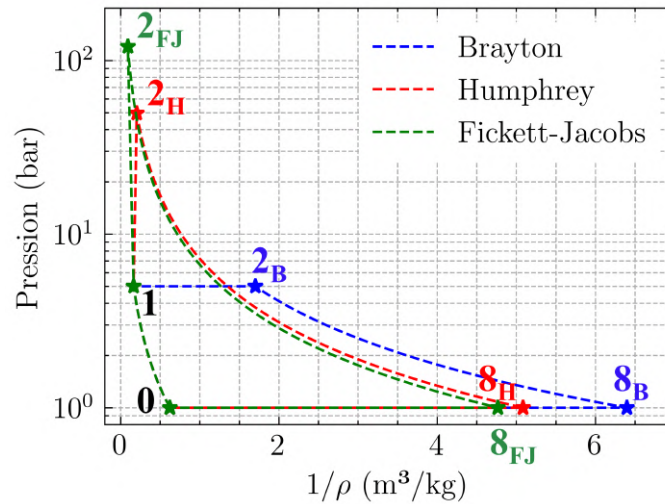


FIGURE 2.6 – Cycles de Brayton (bleu), Humphrey (rouge) et Fickett-Jacobs (vert) pour le mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  initialement à 1 bar et 200 K et un taux de compression  $\pi_c = 5$ , avec  $c_p = 2168 \text{ J/kg/K}$ ,  $\gamma = 1,22$  et  $q_c = 5,4 \text{ MJ/kg}$ .

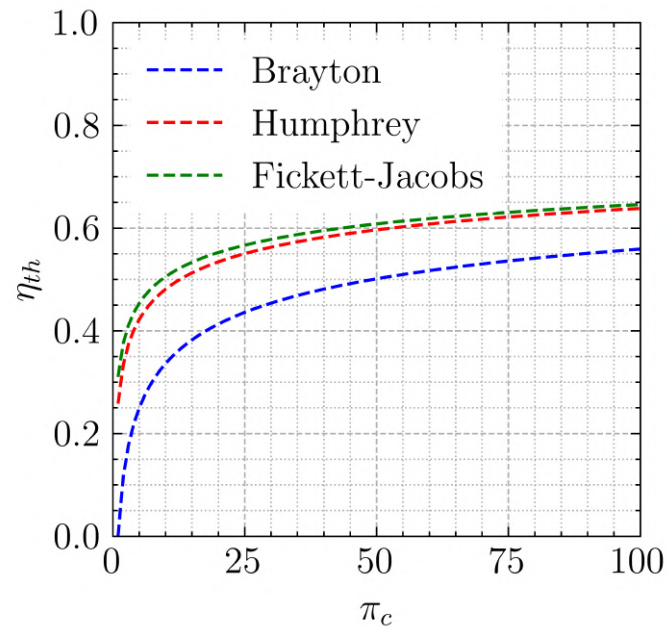


FIGURE 2.7 – Rendement thermique des cycles de Brayton, Humphrey et Fickett-Jacobs en fonction du taux de compression pour le mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  initialement à 1 bar et 200 K, avec  $c_p = 2168 \text{ J/kg/K}$ ,  $\gamma = 1,22$  et  $q_c = 5,4 \text{ MJ/kg}$ .

La figure 2.7 présente les rendements thermiques des cycles de Brayton, Humphrey et Fickett-Jacobs pour le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  en fonction du taux de compression. Le rendement

thermique du cycle de Fickett-Jacobs est le plus élevé, quel que soit le taux de compression, alors que le cycle à combustion à pression constante présente le rendement le plus bas. Ainsi, à rendement thermique fixe, les cycles de Humphrey et Fickett-Jacobs ne nécessitent qu'une faible compression, ce qui permet de limiter la masse et l'encombrement du compresseur, et donc du propulseur. La différence est plus faible entre les cycles de Humphrey et Fickett-Jacobs, mais ce dernier est plus efficace. De plus, l'intérêt du mode de combustion par détonation par rapport à celui à volume constant est sa conception très simple de chambre de combustion : pas de pièces mobiles, ce qui permet d'avoir des propulseurs encore moins encombrants et plus légers.

## 2.2 La détonation : aspects fondamentaux et applications

### 2.2.1 Les modèles CJ, ZND et Taylor-Zel'dovich

Une détonation est supposée monodimensionnelle, plane et le fluide réactif non visqueux et non conducteur de la chaleur. Elle est ainsi régie par les équations d'Euler 1D,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0, \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_x Y_k}{\partial x} = \dot{\omega}_k, \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial \rho u_x}{\partial t} + \frac{\partial (P + \rho u_x^2)}{\partial x} = 0, \quad (2.33)$$

$$\frac{\partial \rho (e + u_x^2/2)}{\partial t} + \frac{\partial (P + \rho e + \rho u_x^2/2) u_x}{\partial x} = 0 \quad (2.34)$$

avec  $\dot{\omega}_k$  le taux de production massique de l'espèce  $k$ .

La première description théorique de la détonation a été réalisée indépendamment par Chapman [19] et Jouguet [20] (modèle CJ). La détonation y est considérée comme une discontinuité réactive plane séparant les gaz frais des gaz brûlés supposés à l'équilibre chimique. Les temps de réaction chimique sont donc négligés (la cinétique chimique est infiniment rapide). La figure 2.8 présente un schéma. Dans le repère des gaz frais, la détonation se propage à la vitesse  $D$  et les gaz brûlés à la vitesse  $u$ .

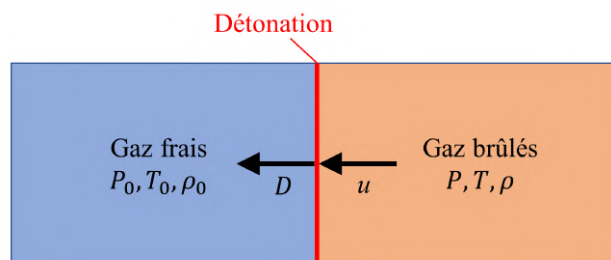


FIGURE 2.8 – Schéma de la propagation d'une détonation CJ dans le repère des gaz frais

Dans ce repère, la conservation des flux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie à travers la discontinuité donne

$$\rho_0 D = \rho (D - u), \quad (2.35)$$

$$P_0 + \rho_0 D^2 = P + \rho (D - u)^2, \quad (2.36)$$

$$h_0(P_0, \rho_0) + \frac{1}{2} D^2 = h(P, \rho) + \frac{1}{2} (D - u)^2 \quad (2.37)$$

Ces trois équations complétées par une expression de l'équation d'état ( $h(P,\rho)$ ) du fluide ne forment pas un système fermé, car il y a 3+1 équations pour 5 variables ( $P, \rho, D, u, h$ ). Sans relation supplémentaire, la solution des équations (2.35), (2.36), (2.37) et  $h(P,\rho)$  est donc une famille à un paramètre ( $D$ ). Ainsi, en éliminant la vitesse des gaz brûlés dans l'équation (2.36) à l'aide de (2.35), il vient l'équation définissant la droite de Rayleigh

$$P_0 - P = \rho_0^2 D^2 \left( \frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0} \right) \quad (2.38)$$

De la même façon, en éliminant les vitesses  $D$  et  $u$  de l'équation (2.37), on obtient l'équation définissant la courbe de Crussard

$$h - h_0 = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\rho_0} + \frac{1}{\rho} \right) (P - P_0) \quad (2.39)$$

La figure 2.9 présente qualitativement la droite de Rayleigh et la courbe de Crussard dans le plan  $(P, 1/\rho)$ . La solution peut être visualiser comme l'intersection de ces deux courbes. Il existe formellement trois cas, selon la valeur de  $D$ .

- $D = D_{CJ}$  : la droite de Rayleigh est tangente à la courbe de Crussard, il y a donc un seul point d'intersection entre les deux courbes, que l'on note CJ.
- $D > D_{CJ}$  : la droite de Rayleigh rencontre la courbe de Crussard en deux points notés f et F.
- $D < D_{CJ}$  : il n'y a pas d'intersection entre les deux courbes.

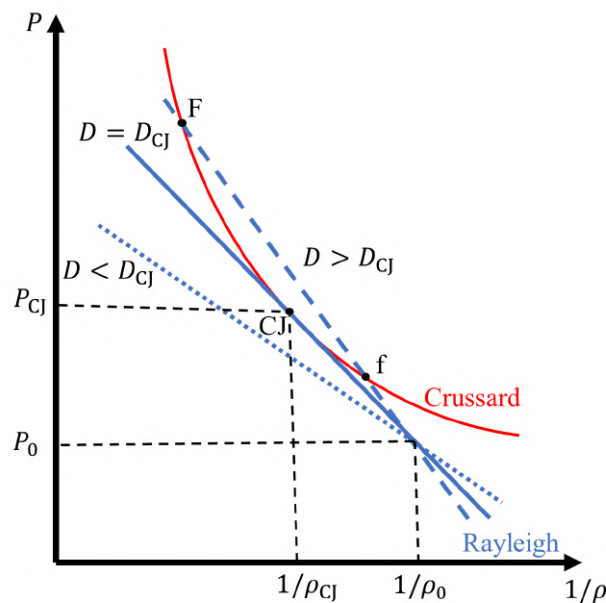


FIGURE 2.9 – Représentation dans le diagramme  $(P, 1/\rho)$  des droites de Rayleigh (en bleu) pour plusieurs vitesses de discontinuité  $D$  et de la courbe de Crussard (en rouge)

Pour fermer le problème de la résolution du système ci-dessus, il faut donner une relation supplémentaire entre l'état immédiatement derrière la détonation et une condition limite dans l'écoulement aval. En effet, l'état derrière la détonation est à priori contraint par l'écoulement aval comme pour toute discontinuité. Sauf cas particulier, aucune information sur la dynamique d'une discontinuité ne peut être obtenue de manière locale, elle doit être obtenue par résolution conjointe de l'écoulement aval. Cette impossibilité de détermination locale est équivalente à la condition supersonique-subsonique, induite par la seconde loi de la thermodynamique [47] qui s'écrit

$$u + c \geq D \geq u_0 + c_0, \quad (2.40)$$

avec  $c$  la vitesse du son. Cette relation stipule qu'une perturbation dans l'écoulement aval (c'est-à-dire derrière l'onde) influera sur la dynamique de la discontinuité. Pour la discontinuité plane totalement réactive, la condition  $u + c = D$  définit la détonation CJ.

Ainsi, Taylor [48] et Zel'dovich [49] décrivent indépendamment l'écoulement adiabatique des gaz brûlés à l'équilibre chimique derrière une détonation CJ dans les années 1940. L'écoulement est adiabatique et non réactif derrière l'onde, il est donc isentropique. D'autre part, on a vu précédemment que les relations de conservation (2.35), (2.36), (2.37) et la loi d'état définissent les conditions derrière la détonation par une solution à un paramètre,  $D$  par exemple. Donc, si la vitesse de la détonation  $D$  est constante, l'entropie massique transportée par chaque élément de fluide derrière l'onde devra aussi l'être, ce qui implique que l'écoulement est homentropique : l'entropie d'une particule fluide derrière la discontinuité est constante et égale à l'entropie de toutes les autres particules.

Dans ces conditions, la méthode des caractéristiques appliquée aux lois de bilan de l'écoulement derrière la détonation induit l'existence d'invariants de Riemann  $I^+$  et  $I^-$  transportés par les fronts avant et arrière des perturbations acoustiques, et que toutes les trajectoires acoustiques issues de la détonation transportent le même invariant de Riemann  $I^- = u - 2c/(\gamma - 1)$  et celles de même sens de propagation que la détonation sont des droites. Cette dernière information entraîne que  $c + u = D$ , l'écoulement est donc sonique dans les gaz brûlés dans le repère de la détonation.

La condition de sonicité ferme le système d'équations pour une détonation auto-entretenu, puisque seule la condition  $D = D_{CJ} = c_{CJ} + u_{CJ}$  la satisfait. Toutefois, une détonation, dite surcomprimée, où  $D(u_p) > D_{CJ}$ , est possible, par exemple si un piston de vitesse  $u_p > u_{CJ}$  pousse les produits de combustion derrière la détonation.

De manière générale, on définit la vitesse du son dans les gaz, non-nécessairement parfaits, par la relation  $c^2 = \gamma P / \rho$ , où l'index adiabatique  $\gamma$  ne représente pas nécessairement le rapport des chaleurs spécifiques. Associée à la condition de sonicité et aux équations de conservation de la masse (2.35) et de la quantité de mouvement (2.36), cette relation donne les conditions en aval de la détonation, sans avoir à spécifier d'équation d'état. On obtient les relations exactes

$$\frac{P_{CJ}}{\rho_0 D_{CJ}^2} = \frac{1 + \frac{P_0}{\rho_0 D_{CJ}^2}}{\gamma_{CJ} + 1}, \quad (2.41)$$

$$\frac{u_{CJ}}{D_{CJ}} = \frac{1}{\gamma_{CJ} + 1} \left( 1 - \gamma_{CJ} \frac{P_0}{\rho_0 D_{CJ}^2} \right), \quad (2.42)$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_{CJ}} = \frac{\gamma_{CJ}}{\gamma_{CJ} + 1} \left( 1 + \frac{P_0}{\rho_0 D_{CJ}^2} \right) \quad (2.43)$$

Il faut ensuite utiliser la relation de conservation de l'énergie (2.37) et spécifier une équation d'état pour obtenir  $D_{CJ}$ . Pour un gaz idéal et en supposant égales les masses molaires initial et final, il vient

$$D_{CJ} = D_* \left[ \frac{1}{2} + \frac{\gamma_{CJ}}{\gamma_0} \left( \frac{c_0}{D_*} \right)^2 + \frac{1}{2} \sqrt{1 + 4 \frac{\gamma_{CJ}}{\gamma_0} \left( \frac{c_0}{D_*} \right)^2} \right], \quad (2.44)$$

$$D_*^2 = 2(\gamma_{CJ}^2 - 1)q_c, \quad (2.45)$$

avec  $c_0$  la vitesse du son dans les gaz frais. Les relations (2.41) à (2.45) peuvent être simplifiées en supposant  $\gamma_{CJ} = \gamma_0 = \gamma$  [50] :

$$M_{CJ} = \frac{D_{CJ}}{c_0} = \sqrt{\mathcal{H} + 1} + \sqrt{\mathcal{H}}, \quad (2.46)$$

$$\mathcal{H} = \left( \frac{M^*}{2} \right)^2 = \frac{(\gamma^2 - 1)q_c}{2\gamma r T_0}, M^* = \frac{D^*}{c_0} \quad (2.47)$$

$$\frac{P_{CJ}}{P_0} = \frac{\gamma M_{CJ}^2 + 1}{\gamma + 1}, \quad (2.48)$$

$$\frac{\rho_{CJ}}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1) M_{CJ}^2}{\gamma M_{CJ}^2 + 1}, \quad (2.49)$$

$$\frac{T_{CJ}}{T_0} = \frac{(1 + \gamma M_{CJ}^2)^2}{(\gamma + 1)^2 M_{CJ}^2} \quad (2.50)$$

Le modèle CJ permet de déterminer la vitesse de la détonation et l'état des gaz brûlés, mais ne donne pas d'indication sur les limites de détonabilité ou de propagation puisque ni la cinétique des réactions chimiques ni les pertes, adiabatiques ou non, ne sont prises en compte.

La description qualitative de la détonation comme une zone réactive d'épaisseur non nulle initiée par un choc non réactif, a été suggérée pour la première fois par Vieille [51]. Elle a servi de base au modèle ZND, développé indépendamment par Zel'Dovich [21], von Neumann [22] et Döring [23] dans les années 40. Dans ce modèle, l'écoulement dans la zone de réaction est supposé 1D plan, adiabatique et stationnaire dans le repère de l'onde. L'état des réactifs derrière le choc est calculé à partir des relations (2.35)-(2.37) et de l'équation d'état sous choc pour une vitesse  $D \geq D_{CJ}$  imposée. En aval du choc, les variables thermodynamiques et de composition chimique varient. Les équations d'Euler (2.32)-(2.33) peuvent alors être réécrites [43] sous la forme

$$\frac{dU}{dz} = \frac{\dot{\sigma}}{1 - M^2}, \quad (2.51)$$

$$\frac{dP}{dz} = -\rho U \frac{\dot{\sigma}}{1 - M^2}, \quad (2.52)$$

$$\frac{d\rho}{dz} = -\frac{\rho}{U} \frac{\dot{\sigma}}{1 - M^2}, \quad (2.53)$$

$$\frac{dY_k}{dz} = \frac{\dot{\omega}_k}{U} \quad (2.54)$$

avec  $z = Dt - x$  la distance par rapport au choc,  $U = D - u$  la vitesse matérielle dans le repère de l'onde,  $\dot{\sigma}$  la thermicité et  $M = U/c$  le nombre de Mach de l'écoulement relatif. La thermicité est définie par

$$\dot{\sigma} = \sum_k^N \left( \frac{\mathcal{M}}{\mathcal{M}_k} - \frac{h_k}{c_p T} \right) \dot{\omega}_k \quad (2.55)$$

Les relations (2.51)-(2.54) impliquent que la thermicité doit tendre vers 0 pour ne pas générer de singularité si la vitesse de l'écoulement tend vers celle du son.

La figure 2.10 présente la structure de l'écoulement réactif selon le modèle ZND pour une détonation en régime CJ. Les radicaux sont générés progressivement en aval du choc. Dans les gaz, on observe une zone d'induction de longueur  $l_{ind}$ , où les variations sont faibles. Elle est suivie d'une zone de réaction d'épaisseur  $l_r$ , où se situent les variations des états thermodynamique et chimique, jusqu'à, en l'absence de processus pathologiques, la réalisation de l'équilibre chimique.

On suppose en général que le choc est une discontinuité hydrodynamique qui ne produit pas de radicaux. En effet, l'épaisseur d'un choc est extrêmement fine, typiquement de l'ordre de quelques libres parcours moyens ( $\sim 1 \mu\text{m}$  à pression atmosphérique), donc négligeable par rapport à la longueur totale de réaction, soit dans l'exemple de la figure 2.10,  $l_{ind} + l_r \approx 200 \mu\text{m}$ .



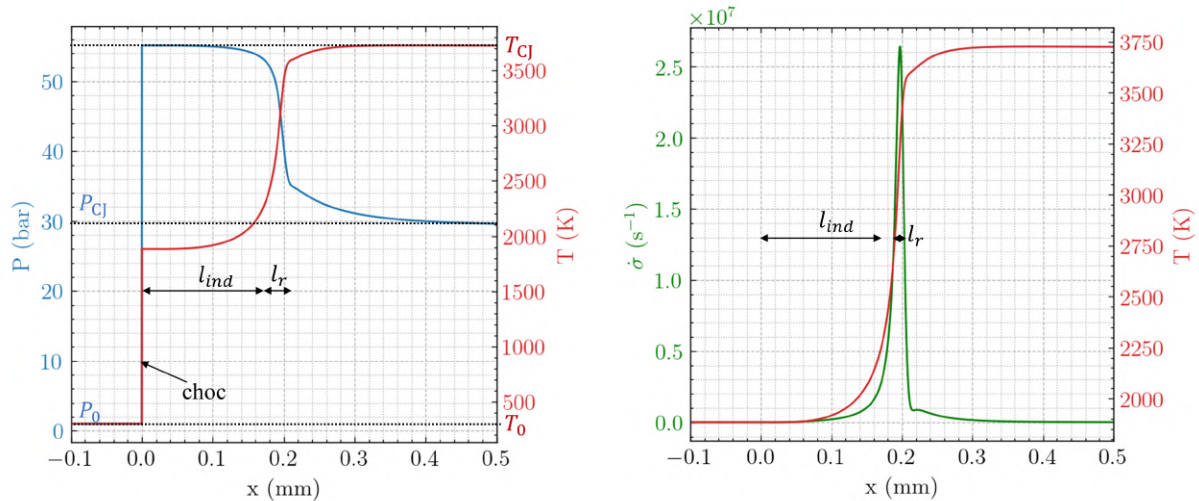


FIGURE 2.10 – Profils 1D d’une détonation calculés selon le modèle ZND pour un mélange stoechiométrique  $CH_4/O_2$  à 1 bar et 300 K avec le mécanisme cinétique GRI-Mech3.0 [52].

## 2.2.2 Dynamiques locale et globale

Denisov [24] a mis en évidence expérimentalement la structure 3D de la détonation, présentée sur la figure 2.11. Celle-ci est dite cellulaire, composée d’ondes incidentes qui se déplacent dans le sens de propagation du front réactif et d’ondes transverses qui se propagent perpendiculairement à cette direction. L’intersection entre ces ondes dans un plan parallèle à la direction de propagation est appelée point triple. En déposant du carbone sur les parois d’un tube dans lequel se propage la détonation, on peut suivre les trajectoires des points triples, qui dessinent alors des losanges, aussi appelés cellules de détonation (image du centre de la figure 2.11). Ces formes représentent la structure cellulaire de la détonation.

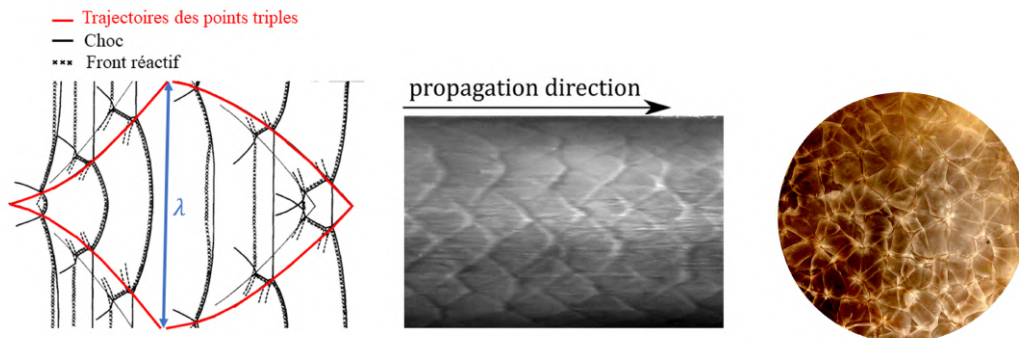


FIGURE 2.11 – À gauche : structures consécutives du front dans une cellule de détonation [53]. Au centre et à droite : enregistrements longitudinaux et frontaux sur dépôt de carbone de structures cellulaires de détonations [54].

La largeur moyenne  $\lambda$  des cellules dépend des conditions thermodynamiques initiales, de la composition du mélange et de ces conditions de confinement (Sous-sect. 2.2.3). Les



cellules peuvent ainsi être plus ou moins régulières. Les moins irrégulières proviennent de la seule combustion adiabatique amorcée par les chocs transverses et longitudinaux en début de formation des cellules. Les cellules très irrégulières sont observées lorsque des phénomènes de diffusion turbulentes participent au processus de combustion [55-57]. Pour ce dernier cas, la définition d'une taille de cellule moyenne représentative est questionnable, puisqu'alors l'écart type de  $\lambda$  est de l'ordre de grandeur de sa moyenne.

Lorsque la largeur moyenne  $\lambda$  de la cellule a un sens statistique, elle constitue un indicateur de la détonabilité du mélange et permet, entre autres, de définir des limites de propagation en fonction des dimensions du confinement. Par exemple, les tubes de section circulaire dont le diamètre ne respecte pas la condition

$$d > \lambda/\pi \quad (2.56)$$

ne permettent pas de propager des détonations stables [58-60]. À la place, on peut avoir l'apparition de comportements marginaux, comme la détonation hélicoïdale, dans laquelle une seule cellule tourne autour de l'axe du tube [61-64]. Un tube de diamètre encore plus petit entraînera un découplage entre le front réactif et le choc, et mènera donc à l'extinction de la détonation.

Erpenbeck [65] puis Lee et al. [66] et Clavin et He [67] ont étudié la stabilité du modèle ZND. Ces études analytiques ne permettent pas encore d'estimer  $\lambda$ . Pour cette raison, la largeur de cellule mesurée est traditionnellement corrélée à une longueur caractéristique issue du modèle ZND [68-70]. Plus récemment, Monnier et al. [71] ont développé un modèle permettant de prédire la largeur moyenne de la cellule à partir d'un calcul ZND sans besoin de corrélation expérimentale préalable. Cette méthode est applicable aux mélanges dont les cellules sont de type adiabatique, c'est-à-dire lorsqu'une largeur moyenne de cellule existe au sens statistique.

### 2.2.3 Comportement dans des conditions non-idéales

Dans le cas où les caractéristiques du milieu de propagation influencent fortement la détonation, l'approche ZND n'est plus adaptée. L'écoulement dans auto-propulseur à détonation est le siège de plusieurs effets non-idéaux qui peuvent interagir entre eux, rendant leur étude complexe. C'est pourquoi les études canoniques d'interaction entre la détonation et son environnement sont fondamentales pour la compréhension du fonctionnement des moteurs à détonation. Par souci de brièveté, seules les situations les plus en lien avec le sujet de cette étude sont présentées ci-dessous, comme par exemple les confinements de

faible taille, les confinements par une couche de gaz non réactive ou la propagation dans un mélange hétérogène.

Beret et al. [72] ont comparé la propagation de détonations dans des mélanges  $H_2/O_2$  dans des tubes de 100 et 10 mm de diamètre. Ils ont observé un déficit de vitesse jusqu'à 10 % de  $D_{CJ}$  dans le petit tube uniquement. Kistiakowsky et al. [73] et Manson et Guénoche [74] ont constaté que le déficit de vitesse augmente linéairement avec la diminution du diamètre du tube. Les effets de parois seraient responsables de ce déficit. Zel'dovich [21] est le premier à avoir modélisé les effets de parois dans l'approche ZND. Fay [75] puis Tsuge [76] ont ensuite développé des modèles ZND permettant de reproduire les déficits de vitesse expérimentaux. Plus tard, Ishii et al. [77] ont étudié des détonations se propageant dans un canal de section  $H \times h$ , avec  $H \gg h$  et  $h \sim \lambda_{CJ}$ , où  $\lambda_{CJ}$  est la taille de cellule de la détonation lorsque le confinement n'a pas d'effet sur la propagation ( $h \gg \lambda_{CJ}$ ). Ils ont observé un déficit de vitesse qui croît à mesure que  $h$  diminue, pour atteindre 30% avant l'extinction de la détonation. Ils ont reproduit numériquement ce déficit en prenant en compte les frottements et les échanges thermiques aux parois dans le modèle ZND. Xiao [78] et al. ont aussi rapporté des déficits de vitesse ainsi que des cellules de détonation plus larges que  $\lambda_{CJ}$  dans le canal étroit qu'ils ont étudié. Ils ont reproduit l'augmentation de la taille de la cellule à l'aide de simulations Euler 2D de la détonation, dans lesquelles les frottements et les flux thermiques aux parois sont modélisés. Chinnayya et al. [79] ont réalisé des simulations 2D Navier-Stokes afin d'étudier la structure d'une détonation se propageant dans un canal étroit. En plus du déficit de vitesse, leurs simulations suggèrent que le développement de la couche limite derrière la détonation détermine la forme de la surface sonique. Une partie de l'énergie libérée est transmise à la couche limite par frottement et ne participe pas à la propagation de la détonation.

La forme du confinement peut également modifier la taille de la cellule. Thomas [80] a étudié la variation de la taille de cellule lorsque la détonation passe dans des coudes ou proche de plans inclinés. Ses observations indiquent que  $\lambda$  diminue à mesure que l'on se rapproche de l'extérieur du coude (Fig. 2.12). Il a en plus observé des phénomènes d'extinction puis de réinitiation lorsque le rayon du coude est trop faible. Nakayama et al. [81] ont rapporté que le rayon interne du canal doit satisfaire  $R_i/\lambda > 23$  pour que la détonation soit stable dans un canal courbé. Rodriguez et al. [82] ont étudié la transmission d'une détonation d'un canal droit vers un canal courbé à section constante ou croissante. Dans le canal à section croissante, la détonation peut être surcomprimée, avec une vitesse supérieure à  $D_{CJ}$ .

En conditions réelles, la détonation se propage rarement dans un milieu parfaitement prémélangé. Par exemple, si de l'hydrogène s'accumule dans une pièce, la détonation

consommer un mélange hétérogène et stratifié qui sera confiné par une couche d'air non réactive. Sommers [83] a étudié la propagation d'une détonation semi-confinée par une couche de gaz inerte. Il a observé la présence d'un choc oblique attaché à la détonation qui se courbe sous l'effet de la détente vers le gaz inerte (Fig. 2.13). Le choc oblique peut se détacher et précéder le front de détonation en fonction de la composition du confinement gazeux.

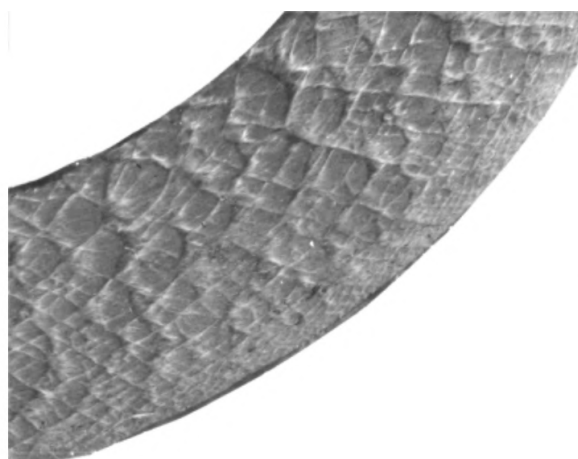


FIGURE 2.12 – Enregistrements sur dépôt de carbone de structures cellulaires de détonation dans un canal courbé [80].

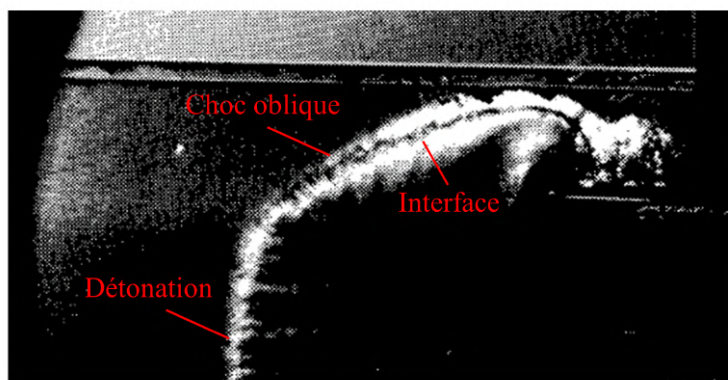


FIGURE 2.13 – Enregistrement strioscopique d'une détonation dans un mélange stœchiométrique  $H_2/O_2$  semi-confiné par une couche d'air [83].

Le confinement par gaz inerte n'est pas favorable à la propagation des fronts de détonation, relativement aux conditions assurées par un confinement rigide. Les simulations de Houim et Fievisohn [84] suggèrent que le rapport entre les impédances acoustiques des gaz frais et du gaz neutre joue un rôle important dans la capacité de la détonation à se propager ou non. Les études expérimentales de Rudy et al. [85, 86] et Grune et al. [87] avec les mélanges  $H_2/O_2$  et  $H_2$ /air indiquent que la couche de gaz réactifs doit avoir une épaisseur supérieure à  $l_{cr} \approx 3\lambda$  pour que la détonation puisse s'y propager. Lorsque l'épaisseur de la couche est proche de  $l_{cr}$ , la détonation présente un déficit de vitesse de

l'ordre de 10%. Les simulations de Reynaud et al. [88] suggèrent que l'augmentation de la température de la couche inerte réduit le déficit de vitesse, surtout lorsque la couche de gaz frais est mince.

En plus de la couche de gaz inerte, Rudy a appliqué un gradient de composition perpendiculaire à la direction de propagation de la détonation, ce qui augmente  $l_{cr}$ . Lorsque les limites de la couche sont très riches et très pauvres, la détonation ne peut pas s'établir sur toute l'épaisseur de la zone réactive. Les expériences de Ishii et Kojima [89] et les calculs de Kessler et al. [90] montrent qu'une détonation, se propageant dans un mélange avec un gradient perpendiculaire à la direction de propagation, se courbe fortement, ce qui modifie la structure cellulaire de la détonation. Ils observent également un déficit de vitesse par rapport à la composition moyenne, qui augmente avec le gradient de richesse.

Dans le cas d'un gradient de composition parallèle à la direction de propagation de la détonation, la plupart des études ont porté sur la transmission d'une détonation à travers différents profils de gradient [91-93], avec parfois une couche de gaz inerte [94, 95]. Boulal et al. [96] ont montré que les conditions de propagation et de réallumage ne sont pas seulement liées à l'état initial, mais aussi à l'intensité de son gradient.

## 2.2.4 Les concepts de propulseur par détonation

Wolanski [97] a récemment décrit les différents concepts de propulseurs à détonation. Pour utiliser la détonation dans un propulseur, une première approche consiste à la stabiliser dans un écoulement de gaz réactif. Pour cela, il faut que l'écoulement amont ait une vitesse supersonique, proche de la vitesse de la détonation ( $M \approx 5$ ). On parle alors de moteur à détonation stationnaire (SDE pour Standing Detonation Engine) ou oblique (ODWE pour Oblique Detonation Wave Engine). Dunlap et al. [98] ont proposé en 1958 une première étude de faisabilité d'un SDE. Leurs calculs suggèrent qu'un SDE permet d'augmenter la plage de vol des moteurs aérobies. Nicholls et al. [99] ont ensuite réalisé des tests lors desquels une détonation est stabilisée derrière le disque de Mach d'un jet très sous-détendu. Comme preuve de concept d'un ODWE, Viguier et al. [100] ont réalisé des expériences sur la détonation oblique en séparant deux milieux réactifs A et B par une feuille de mylar. La détonation se propageant dans le milieu A transforme le mylar en un piston oblique, lequel génère un choc oblique de vitesse  $D_{CJ,A}$  dans le milieu B. Pour certaines conditions, une détonation oblique est obtenue dans le milieu B. Viguier et al. ont mis en évidence la structure complexe de la détonation oblique (Fig. 2.14) à l'aide de visualisations par striescopie et Planar Laser Induced Fluorescence (PLIF). Il apparaît que plusieurs fronts interagissent entre eux, avec un choc oblique (OSW), un front de

détonation oblique (ODW), une flamme oblique (OF), un front de détonation transverse (TDW) et un choc transverse (TSW) et un choc transverse (TSW).

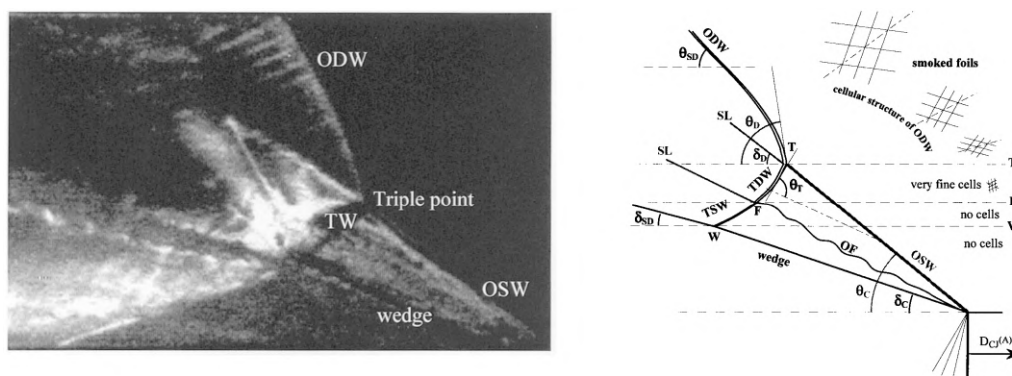


FIGURE 2.14 – Visualisation par striescopie d'une détonation oblique [100]

Dans un ODWE réel, la vitesse supersonique des gaz frais diminue la pression statique et génère des pertes par frottement aux parois. Shepherd et Wintenberger [101] ont montré qu'à  $M = 5$ , un statoréacteur a un rendement thermique théorique significativement plus important qu'un SDE. Néanmoins, pour des vols à  $M > 10$ , les études théoriques de Menees et al. [102] et de Ashford et Emanuel [103] indiquent que ce type de moteur à détonation produit des performances de l'ordre d'un statoréacteur à combustion supersonique. L'application d'un ODWE est donc limitée à des vols hypersoniques. Pour travailler à des vitesses plus faibles, il faut utiliser la détonation de façon cyclique.

Une approche de propulseur à détonation cyclique consiste à remplir un tube de mélange détonant, d'initier une détonation à une extrémité, puis de purger les gaz brûlés générés par la détonation par l'autre extrémité du tube, avant de recommencer le cycle. Ce concept est appelé moteur à détonation pulsée (PDE pour Pulsed Detonation Engine). Après les premiers travaux d'Hoffmann [25] sur l'initiation cyclique d'une détonation dans un tube, Nicholls et al. [26] ont testé le premier PDE en 1957. Ils ont installé le propulseur au bout d'un pendule et mesuré l'angle par rapport à la verticale lorsque le moteur était en fonctionnement afin de remonter à la poussée qu'il génère. Ils ont rapporté une ISP élevée de l'ordre de 2100 s avec le mélange  $H_2$ /air, mais une poussée spécifique faible. L'étude théorique de Wu et al. [104] indique que le PDE permet d'obtenir un rendement thermique plus élevé que le cycle de Humphrey. Zitoun et Desbordes [105] ont montré que l'écoulement dans un PDE est auto-semblable, ce qui leur a permis d'évaluer l'ISP du moteur à partir des conditions CJ. Leur modèle fonctionne correctement lorsqu'un seul allumage est réalisé, c'est-à-dire lorsque le mélange est de bonne qualité dans le tube. Néanmoins, ils ont mesuré un déficit de 30% sur l'ISP lorsque le PDE fonctionnait à une fréquence de 15 Hz du fait des non-idéalités.

La principale difficulté dans un PDE réside ainsi dans les remplissages et les allumages répétés. Un allumage direct nécessite une énergie élevée [106, 107], c'est pourquoi la détonation dans un PDE est généralement obtenue par la transition de la déflagration à la détonation. Typiquement, une déflagration est initiée par une bougie, le front réactif est accéléré dans le tube à l'aide d'obstacles, générant un régime de combustion turbulent puis des ondes de compression qui accélèrent et se rattrapent pour former un seul front qui devient un choc. Celui-ci amène à la formation de points chauds propices à l'explosion en amont du front réactif, donnant naissance à une détonation [108-110]. Ce mécanisme complexe peut s'étaler sur une longueur de plusieurs diamètres du tube, une partie des gaz réactifs est donc brûlée en déflagration dans un PDE. La formation d'un mélange de qualité dans le PDE nécessite une attention particulière pour ne pas rallonger la transition déflagration-détonation et diminuer les performances de la détonation. De plus, les PDEs les plus performants développés jusqu'ici présentent des fréquences de l'ordre de quelques centaines de Hz [111, 112], avec des durées d'application de poussée pendant une partie du cycle seulement. L'utilisation de plusieurs tubes en parallèle pour atteindre des poussées significatives est donc suggérée. Ensuite, l'écoulement en sortie du tube est très instationnaire, il est donc difficile de concevoir des tuyères ou des turbines adaptées au PDE.

Un autre concept est le moteur à détonation rotative ou Rotating Detonation Engine (RDE), très étudié depuis les années 2000. La géométrie la plus souvent retenue dans les analyses est une chambre annulaire formée par l'espace entre deux cylindres coaxiaux, dans lequel les ergols sont injectés en continu (en bleu sur la figure 2.15). Une ou plusieurs détonations (notées 3) se propagent azimuthalement dans l'espace annulaire en consommant les gaz frais injectés en continu. La détente derrière le front de détonation supersonique génère un choc oblique dans les gaz brûlés (5). Il existe d'autres formes de chambre, comme le disque (disk-shaped RDC) présenté sur la figure 2.16. Dans ce cas, les gaz se propagent dans la direction radiale avant d'être éjectés axialement.

L'utilisation d'une chambre de combustion à détonation rotative (RDC) sur les propulseurs existants est moins complexe qu'avec un PDE grâce à son fonctionnement continu. La partie suivante présente un état de l'art des RDEs portant sur les méthodes d'allumage, les régimes de combustion et les structures de l'écoulement observés, les stratégies et contraintes d'injection et l'aérodynamique interne et en sortie de RDC.



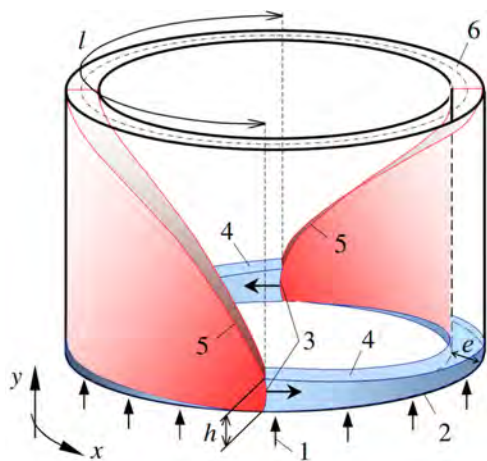


FIGURE 2.15 – Schéma de principe d'une RDC [113]

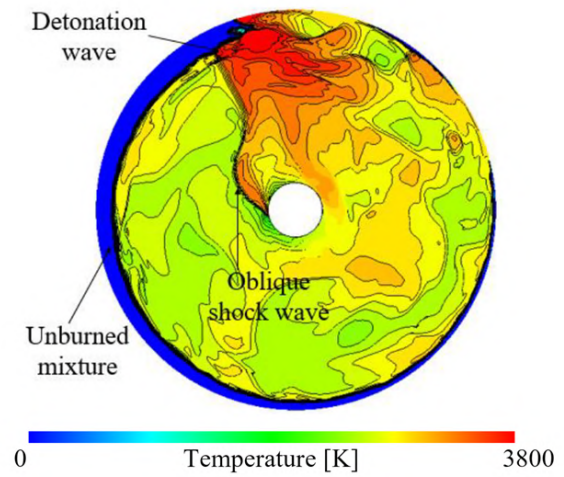


FIGURE 2.16 – Champ de température instantané dans une RDC disque avec une injection sur la périphérie [114]

## 2.3 Le RDE : état de l'art

### 2.3.1 Amorçage et transition vers la rotation établie

Le plus simple pour initier une RDC est de transmettre une détonation directement dans la chambre via un prédétonateur. Les méthodes permettant d'initier rapidement une détonation dans un tube sont bien connues [106, 115], rendant ce système d'allumage simple et robuste. De fait, il est utilisé dans un grand nombre d'études sur les RDEs. En pratique, un prédétonateur est constitué d'un tube de quelques millimètres de diamètre qui débouche dans la chambre de combustion et qui est rempli avec un prémélange très réactif ( $C_2H_4/O_2$  ou  $H_2/O_2$  typiquement). Une bougie située à l'extrémité du tube initie une flamme qui accélère dans le tube, avant de transiter en détonation. Une spirale de Shchelkin est généralement placée dans le tube pour diminuer la distance nécessaire à la transition de la déflagration à la détonation. Un prédétonateur nécessite de préparer un prémélange dans le tube avant l'initiation, et génère souvent 2 ondes contra-rotatives dans la chambre à l'allumage. Nicholls et al. [116] ont installé un diaphragme dans la chambre qui, brisé par l'une des deux ondes, permet de favoriser la propagation d'une seule onde à l'allumage.

Heath [117] a développé et testé un générateur d'ondes constitué de 12 bougies espacées équitablement sur la paroi extérieure de la RDC. La procédure d'allumage d'une onde de détonation dans le sens anti-horaire est présentée sur la figure 2.17 (six bougies sont représentées au lieu de douze). Les ergols sont d'abord injectés dans la chambre avant qu'une première bougie soit allumée. Cela crée une onde de compression sphérique (représentée en rouge sur la figure 2.17a) et déclenche la combustion des ergols. L'onde sphérique va se séparer en deux ondes de compression contra-rotatives (Fig. 2.17b). Lorsque l'onde de compression tournant dans le sens anti-horaire arrive au niveau de la seconde bougie, celle-ci est enclenchée (Fig. 2.17c) afin de créer une nouvelle onde de compression sphérique. L'objectif étant d'amplifier la première onde, il faut donc synchroniser avec précision l'allumage de la seconde bougie pour que l'onde créée fusionne avec la première. D'autre part, l'onde tournant dans le sens horaire est amortie à mesure qu'elle parcourt la chambre. Un troisième allumage est effectué sur la bougie suivante, pour amplifier à nouveau l'onde de compression (Fig. 2.17d).

Après la validation de la procédure d'allumage par Heath, Boening et al. [118] ont réalisé des essais avec une RDC comprenant un générateur d'ondes. Ils ont montré qu'il faut trois allumages de bougies successifs pour initier une onde de détonation avec leur système. Avec les douze bougies installées sur le moteur, ils ont pu démarrer jusqu'à quatre



ondes de détonation co-rotatives dans le moteur. Par ailleurs, ils ont observé que le nombre de détonations initiées n'est pas nécessairement celui observé plus tard pendant l'essai et que le générateur d'ondes n'empêche pas l'apparition de régimes instables [119].

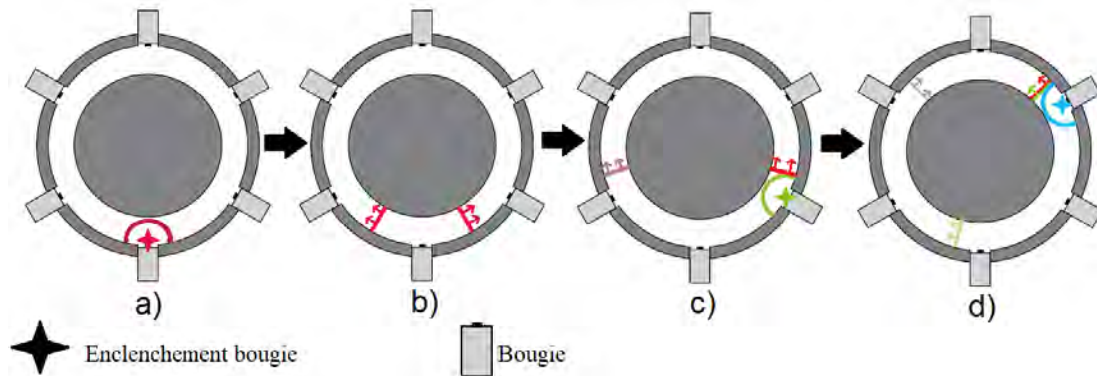


FIGURE 2.17 – Schéma de principe du système d'allumage développé par Heath [117]

Dans certains travaux, l'allumage est assuré directement par une bougie [120, 121], une torche [122, 123], ou encore un fil explosé [124]. Xia et al. [125] ont comparé trois allumages différents pour un RDE  $H_2$ /air : un prédétonateur, une bougie très puissante et une bougie moins puissante. Les trois dispositifs présentent une phase instationnaire après l'initiation, dont la durée croît à mesure que la puissance de l'allumeur diminue. Les faibles débits et l'éloignement de l'allumage par rapport au plan d'injection peuvent également allonger la phase instationnaire, mais celle-ci ne dure jamais plus de 12 ms dans les essais de Xia et al. De plus, le régime stationnaire obtenu ensuite ne dépend pas de la stratégie d'allumage. Cette conclusion est cependant dépendante du mélange utilisé, puisque Kindracki et al. [126] ont montré que l'allumage par bougie pouvait générer des ratés d'allumage, contrairement au prédétonateur pour lequel la fiabilité d'initiation était proche de 100% dans leurs essais.

### 2.3.2 Structure et dynamique de la détonation rotative

Pour décrire le mécanisme de propagation de l'onde de détonation dans la chambre au cours d'un cycle, on se place au niveau d'un orifice d'injection (Fig. 2.18). La durée d'un cycle est défini par l'intervalle de temps entre deux passages d'une détonation au même point. Au début du cycle (a), la détonation vient de passer au-dessus de l'injecteur et les gaz brûlés issus de la détonation (en rouge) peuvent bloquer l'injection et même remonter sur quelques mm dans l'injecteur du fait de leur forte pression [127]. Ce blocage diminue la surface efficace d'injection [128]. À l'étape d'après (b), les gaz brûlés se détendent et l'injection peut reprendre. Les ergols injectés chassent les gaz brûlés du cycle précédent

(c), tandis que la pression autour de l'orifice d'injection continue à baisser. Une partie des ergols est consommée en déflagration à l'interface avec les gaz brûlés. À la fin du cycle (d), la couche de mélange frais est reconstituée, la détonation consomme les ergols et continue son mouvement de rotation dans la chambre. Chaque jet suit ce cycle avec un léger déphasage par rapport aux jets voisins, ce qui permet de toujours reconstituer de façon quasi-continue la couche de gaz frais devant la détonation.

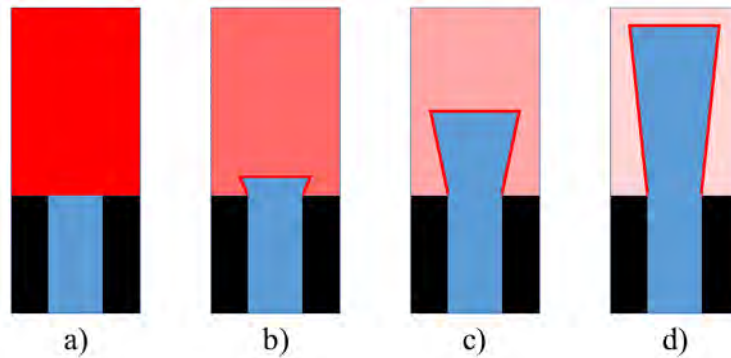


FIGURE 2.18 – Schéma simplifié du processus d'injection dans un RDE, vu dans un plan comprenant l'axe d'un orifice d'injection. En rouge, les gaz brûlés et en bleu, les gaz frais

Plusieurs fronts de détonations peuvent se propager dans la chambre. Bigler et al. [129] rapportent que, pour leurs conditions, la multiplication du nombre de fronts de détonation co-rotatifs semble augmenter les performances du moteur. Rankin et al. [130] ont réalisé des visualisations par chimiluminescence dans un RDE  $H_2$ /air à travers une paroi extérieure en quartz. En plus de régimes à une ou deux détonations co-rotatives, ils ont observé l'apparition d'un mode dans lequel deux ondes se propagent dans des sens différents (régime contra-rotatif) lorsqu'ils ont réduit le nombre de trous d'injection pour le carburant (Fig. 2.19). Les auteurs ont attribué l'apparition de ce mode à la diminution de la qualité du mélange en raison d'une injection moins homogène dans la chambre.

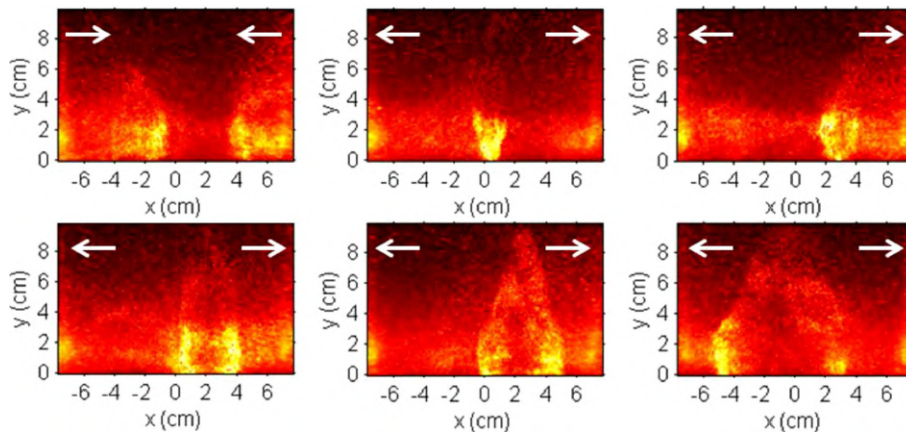


FIGURE 2.19 – Visualisations par chimiluminescence d'un régime à deux ondes contra-rotatives dans une RDC [130]

Les ondes contra-rotatives n'ont pas nécessairement la même vitesse ni la même intensité [131], ce qui peut rendre leur identification difficile. Bennewitz et al. [132] ont proposé une méthode de post-traitement permettant de caractériser les modes de fonctionnement à partir des visualisations de la chimiluminescence dans une chambre annulaire par la sortie. La section annulaire de la RDC est découpée en 200 secteurs angulaires dans lesquels la lumière collectée est moyennée. Cela permet d'obtenir une chambre avec une épaisseur d'un pixel et un périmètre de 200 pixels. En répétant cette procédure sur plusieurs images instantanées, ils génèrent un diagramme d'intensité lumineuse dans le plan  $(\theta, t)$ , comme présenté sur la figure 2.20. Les lignes obliques représentent les trajectoires des fronts de détonation, leur inclinaison est liée à leur vitesse et à leur sens de propagation. Le nombre de fronts et leurs fréquences de passage sont ensuite obtenus à partir d'une transformée de Fourier 2D.

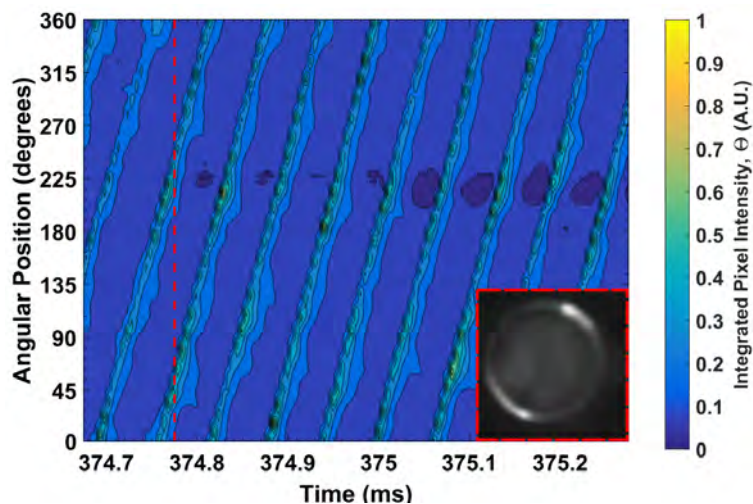


FIGURE 2.20 – Diagramme  $(\theta, t)$  de l'intensité lumineuse dans une RDC lors d'un essai à deux ondes co-rotatives [132]

Chacon et Gamba [133] ont développé une méthode permettant de déterminer automatiquement la vitesse et la direction des ondes se propageant dans la RDC à partir du diagramme  $(\theta, t)$ . Pour cela, ils ont utilisé un "Galilean Shifted Fourier Spectrum", qui consiste en une transformée de Fourier dans un repère en rotation. Cette transformation est répétée avec un grand nombre de valeurs de vitesse de rotation. Lorsque la vitesse de l'onde et du repère coïncident, l'onde est stationnaire dans le repère tournant et la transformée de Fourier indique une fréquence nulle. En plus des fronts de détonation, les résultats de Chacon et Gamba [133] révèlent la présence d'ondes acoustiques de faibles intensités dans la RDC. Ces auteurs ont indiqué que certaines de ces ondes peuvent disparaître au cours d'essais de longue durée et que la vitesse de la détonation augmente alors de 3% environ. Bohon et al. [134] ont appliqué la DMD (Dynamic Mode Decomposition) à des images prises depuis la sortie de la chambre lors de régimes co- et contra-rotatifs.

Cette méthode donne alors la même fréquence fondamentale que les capteurs de pression installés dans la chambre, mais elle permet également d'étudier les modes secondaires et leurs interactions avec l'onde principale.

En plus des régimes co- et contra-rotatifs, Anand et al. [135] ont identifié quatre comportements instables. Le premier est le mode chaotique, pour lequel des pics de pression sont mesurés mais leur niveaux et fréquences ne sont pas stables dans le temps. Ils ont attribué ce comportement instable à un mélange de trop mauvaise qualité pour pouvoir assurer la propagation stable de la détonation. Celle-ci va donc s'initier et s'éteindre aléatoirement dans la chambre.

Le deuxième mode identifié par Anand et al. [135] est un mode dit "croissant/décroissant" (waxing and waning), pour lequel l'intensité des pics de pression de la détonation augmente et diminue selon une sinusoïde d'une fréquence de quelques centaines de Hz. À l'inverse du comportement chaotique, ce régime serait obtenu uniquement lorsque l'injection est sonique et serait causé par un couplage de l'acoustique avec l'écoulement dans l'injecteur et les plenums du combustible ou de l'oxydant. Hansmetzger [136] rapporte également des modulations de vitesses de l'ordre de  $\pm 10\%$  lors d'une seule révolution du front réactif, et ce, toujours dans les mêmes zones. Cette modulation serait causée par des zones de moins bon mélange qu'il a appelées "zone morte". Hansmetzger [136] a utilisé des fentes étroites, de moins de 0,5 mm de large, pour injecter l'oxydant et le combustible. Assurer la précision d'une telle épaisseur peut être technologiquement difficile, et on peut donc supposer que la variation locale de la vitesse de détonation puisse provenir de l'incertitude sur la largeur des fentes et donc sur le débit local.

Le troisième mode identifié par Anand et al. [135] est dit pulsé, ils l'ont observé lorsqu'une restriction est placée en sortie de chambre. Ce comportement se traduit par une onde plane qui se propage selon l'axe de la chambre. Le mécanisme conduisant à l'installation de ce régime est décrit dans une autre étude des mêmes auteurs [137], et serait lié à la réflexion en sortie de chambre d'une onde de compression issue de l'auto-inflammation du mélange frais (à droite sur la figure 2.21). Ce choc se propage alors vers la surface d'injection et pré-comprime les gaz frais qui s'auto-enflamment, générant un nouveau choc qui se propage vers la sortie. Bluemner et al. [138] ont observé des fluctuations longitudinales de la pression en l'absence d'un convergent en sortie de chambre, lorsque deux détonations contra-rotatives sont présentes dans la chambre (à gauche sur la figure 2.21). L'onde de surpression issue de la collision des fronts de détonation [139] se propage vers la sortie de la chambre. L'écoulement étant transsonique à la sortie, cette onde bloque une partie de l'écoulement, générant une nouvelle onde qui se remonte vers la surface d'injection. Son interaction avec les détonations contra-rotatives génère alors une onde de

surpression plus intense qu'au cycle précédent. Les vitesses des détonations contra-rotatives observées sont de l'ordre de la vitesse du son dans les gaz brûlés et ce régime instable apparaît plutôt lorsque la longueur  $L$  et le diamètre moyen  $d$  de la chambre satisfont  $L/\pi d \approx 0.5$  [138]. La fréquence du mode longitudinal correspond alors approximativement à la fréquence de résonance du mode quart d'onde de la chambre. Ce mode est donc un couplage entre les ondes contra-rotatives et une onde stationnaire longitudinale.

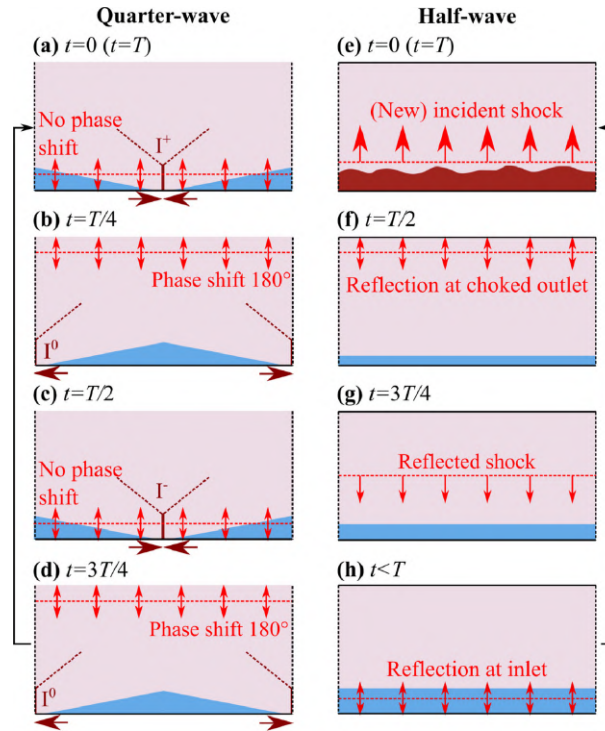


FIGURE 2.21 – Mécanismes de propagation d'un régime pulsé résultant de l'interaction entre deux ondes contra-rotatives (à gauche) et de la réflexion d'une onde en sortie de RDC (à droite) [138]

Le quatrième mode identifié par Anand et al. [135] est un processus de transition entre un régime à un front et un régime à deux fronts co-rotatifs. Il se traduit par une diminution du pic de pression de la détonation. Les mécanismes qui mènent à cette transition sont encore mal connus. Wolanski [140] a proposé un critère permettant d'évaluer approximativement le nombre de fronts de détonation à partir des dimensions de la chambre et d'une épaisseur critique  $l_c$  de la couche réactive formée par le mélange des ergols. Le critère de Wolanski concorde avec les observations de Knowlen et al. [141] qui indiquent le passage de 1 à 2 fronts de détonation, suite à une augmentation du diamètre de RDC de 25 à 51 mm, en conservant le flux de masse. Par ailleurs, l'étude de Nair et al. [142] montre que changer d'injecteur peut mener à un nombre de fronts différent du fait de la modification de la qualité du mélange créé devant la détonation, si bien qu'il n'est pas possible en pratique de connaître avec certitude le nombre de fronts dans la chambre avant



de réaliser un essai.

Les résultats de nombreuses études expérimentales réalisées en Russie entre les années 1950 et 2000 ont été compilés par Bykovskii et al. [29] afin d'en tirer des règles de dimensionnement pour les RDEs. Le principe est d'utiliser la taille de la cellule de détonation  $\lambda$ , définie pour un mélange idéal des ergols injectés, comme échelle représentative de la détonation, et d'en déduire les paramètres géométriques permettant d'installer un régime de détonation stable. Ils préconisent ainsi un espace annulaire  $e \geq (2.4 \pm 1)\lambda$ , un diamètre de chambre  $d \geq (30 \pm 20)\lambda$  et une longueur  $L \geq (24 \pm 10)\lambda$ . Ces règles ont été reprises dans la majorité des études publiées depuis.

Bykovskii et al. [28] ont été parmi les premiers à mettre en évidence la structure de l'écoulement dans une RDC par chimiluminescence à l'aide de visualisations latérales, à travers une paroi extérieure transparente en plexiglas. Dans cette étude, la couche de gaz frais est mise en évidence par le front réactif présent entre les gaz frais et les gaz brûlés. Elle semble alors avoir une forme triangulaire. L'examen du champ de température d'une simulation 2D de RDC (Fig. 2.22) confirme cette forme qui est due à une croissance progressive du flux de masse et de la vitesse d'injection derrière l'onde de détonation.

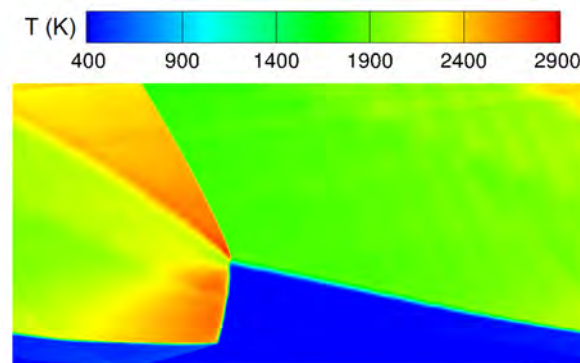


FIGURE 2.22 – Champ de température dans une simulation 2D d'une RDC H<sub>2</sub>/air avec injection parfaitement prémélangée

L'amélioration des techniques de visualisation a permis d'obtenir plus de détails sur la structure des fronts réactifs présents dans un RDE pour une grande variété de mélanges. Rankin et al. [130] ont montré que le front réactif est courbé et que sa hauteur augmente avec le débit si celui-ci n'est pas trop élevé. Jodele et al. [143] ont proposé une corrélation expérimentale entre le flux de masse dans la chambre et la hauteur du front de détonation. Athmanathan et al. [144] ont mis en évidence, à partir de visualisations expérimentales et de simulations URANS, qu'un front réactif secondaire peut se propager derrière l'onde de détonation principale, proche de la surface d'injection (Fig. 2.23). Cette onde secondaire apparaîtrait dès lors que le mélange n'est pas suffisant pour assurer la combustion des

ergols dans le front principal. Les ergols proches de la surface d'injection sont injectés peu de temps avant l'arrivée de la détonation, ils sont donc moins bien mélangés, ce qui explique que le front secondaire soit visible uniquement dans cette zone. Eude [145] a mis en évidence la structure 3D complexe de l'écoulement à l'aide de calculs 3D utilisant un maillage adaptatif. Ses simulations suggèrent que la détonation génère des chocs qui se réfléchissent sur les parois de la chambre et interagissent avec les ergols (Fig. 2.24). Elles indiquent aussi que la structure des chocs dépend du rayon de la chambre et de l'épaisseur radiale de la couche de mélange dans l'espace annulaire.

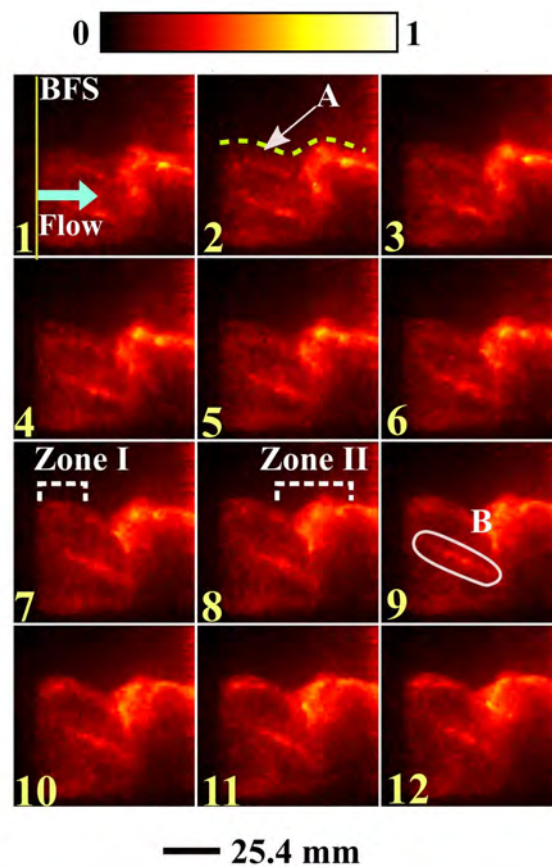


FIGURE 2.23 – Ondes de détonation principale (A) et secondaire (B) dans une RDC à plusieurs instants [144]. BFS représente la surface d'injection.

La détonation se propage généralement à des vitesses inférieures à  $D_{CJ}$  dans un RDE. D'après les résultats présentés dans la partie 2.2.3, les hétérogénéités de mélange sont reconnues comme la cause principale du déficit de vitesse de la détonation dans un RDE. Les calculs 3D de Gaillard et al. [146] et de Stempf et al. [147] indiquent que le passage d'une injection prémélangée à une injection séparée diminue la vitesse de la détonation de l'ordre de 20%. Cocks et al. [148] ont réalisé des simulations 3D de RDE avec trois cas de conditions aux limites aux parois afin d'évaluer l'influence des frottements et des flux thermiques sur la propagation de la détonation dans un RDE. Ces trois cas sont des parois

adiabatiques et glissantes, adiabatiques et non glissantes et isothermes et non glissantes. Les simulations indiquent alors que la prise en compte du frottement ne diminue pas la vitesse de la détonation, laquelle peut même augmenter de 3% avec la prise en compte des flux thermiques aux parois. Ce résultat est contre-intuitif puisque les transferts aux parois réduisent en général la vitesse de la détonation dans les configurations canoniques [75, 76]. L'effet des transferts thermiques aux parois est difficile à évaluer expérimentalement.

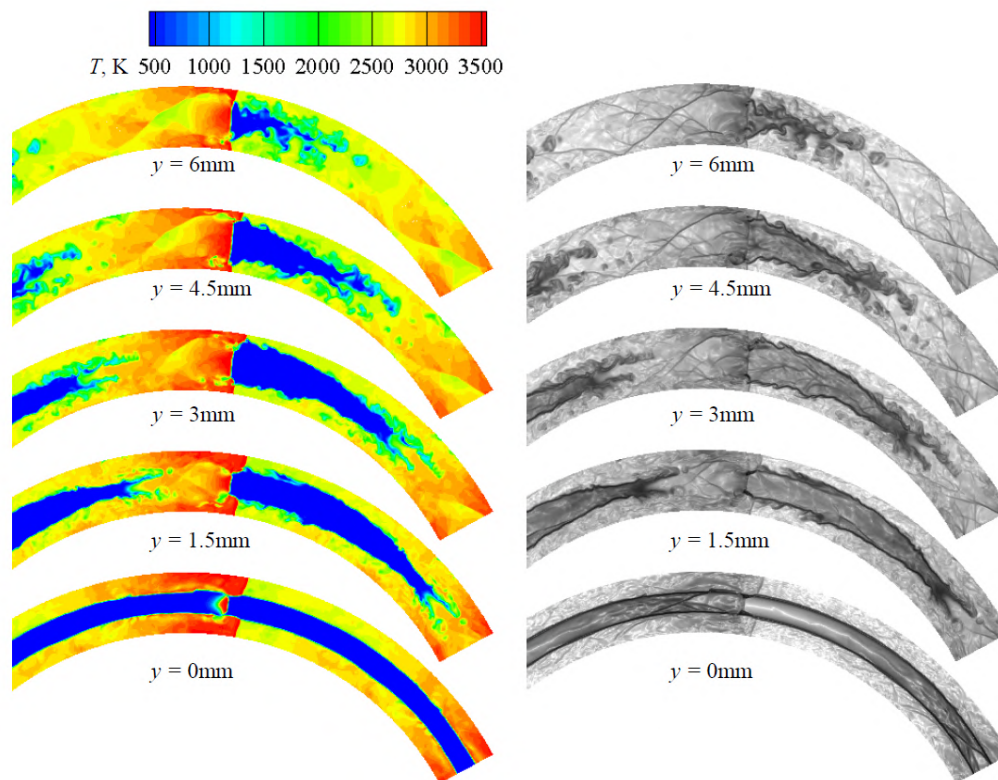


FIGURE 2.24 – Champs instantanés de température (à gauche) et de gradient de densité (à droite) dans des coupes horizontales à plusieurs distances de la surface d'injection [145]

### 2.3.3 Injection et mélange des ergols

La partie précédente a mis en évidence l'importance de l'injection et de la qualité du mélange sur la propagation de la détonation. Les premières études sur les RDEs mettaient déjà l'accent sur le développement de systèmes d'injection performants pour les RDEs. En effet, la vitesse supersonique de la détonation implique le besoin d'injecter et de mélanger les ergols en quelques dizaines de microsecondes, pour éviter l'extinction de la détonation, faute de mélange réactif à consommer. Nicholls et al. [149] ont attribué l'extinction de la détonation après l'allumage dans leur RDE au manque de gaz frais disponibles devant l'onde de détonation. Ils ont supposé qu'une partie importante des gaz frais est consommée en déflagration avant l'arrivée de la détonation. Pour limiter la déflagration, Edwards [150]



a proposé de commencer l'injection de l'oxydant avant celle du combustible, afin de générer une enveloppe non réactive autour de la zone de mélange. Pour cela, il a réduit la pression d'injection du combustible par rapport à celle de l'oxydant. De cette manière, l'injection du combustible est bloquée pendant une plus longue durée par les gaz à haute pression générés par la détonation. Une partie de l'oxydant est alors injectée seule dans la chambre, ce qui crée une couche non combustible entre les gaz brûlés et le mélange combustible/oxydant réactif. Les résultats de Edwards montrent alors l'établissement d'un régime de détonation avec des vitesses inférieures à la célérité CJ. Il a retrouvé des vitesses plus cohérentes en supposant qu'une partie du mélange consommé par la détonation est composée de gaz brûlés issus de la déflagration des ergols. Cette solution peut par ailleurs réduire le rendement de combustion du moteur et favoriser la formation de polluants, puisqu'une partie de l'oxydant ne participe pas à la combustion. De plus, un excès d'oxydant dans la chambre de combustion n'est pas souhaitable, car il peut endommager les parois du moteur par oxydation.

Les concepts d'injection pour les RDEs peuvent être regroupés en deux catégories : les injecteurs dits par jet dans un écoulement transverse (ou jet in crossflow, Fig. 2.25a) et par jets (Fig. 2.25b).

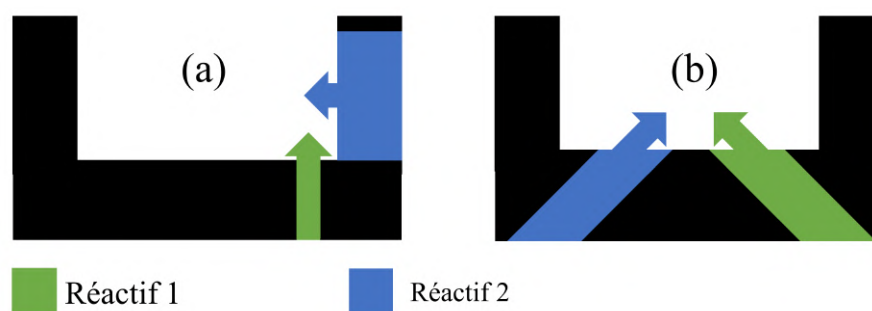


FIGURE 2.25 – Exemples de configurations d'injection généralement utilisées dans les RDC : (a) injection par jet dans un écoulement transverse, (b) injection par jets.

L'injection par jet dans un écoulement transverse est utilisée dans la quasi-totalité des RDEs aérobies, car il faut injecter un faible débit de combustible dans le crossflow d'air. Cela engendre une différence importante entre les surfaces d'injection. Il est donc pratique d'injecter l'air à travers une fente et le combustible par des orifices. Les visualisations expérimentales par PLIF (Planar Laser-Induced Fluorescence) d'Athmanathan et al. [144] montrent que lorsque l'injection à travers la fente est radiale, une zone de recirculation s'installe au-dessus de la fente, ce qui favorise la dilution des gaz frais avec les gaz brûlés et par conséquent l'installation d'une déflagration.

L'utilisation de l' $O_2$  à la place de l'air augmente l'énergie et la vitesse de réaction, ce qui diminue la taille de cellule de détonation. Les régimes de détonation observés dans

les RDEs fonctionnant à l'O<sub>2</sub> présentent donc généralement des fronts de détonation plus nombreux et plus rapides, ce qui oblige à réduire au maximum la durée du processus de mélange des ergols.

Ces contraintes ont mené à la proposition de plusieurs configurations d'injection par jets, constituées d'un élément d'injection répété selon la circonférence de la chambre. La figure 2.26 présente des éléments d'injection composés de deux orifices, un pour chaque ergol, appelés doublets. L'élément d'injection (a) est constitué de deux jets impactants, l'un pour le combustible et l'autre pour l'oxydant. Si les jets se croisent, mais pas par leurs axes, on parle de jets semi-impactants (b). Gaillard et al. [151] ont réalisé une étude paramétrique numérique par LES (Large Eddy Simulation) de doublets pour le mélange H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>. Les ergols sont injectés en continu et l'effet des gaz brûlés (détente, dilution et déflagration) est négligé. Les résultats suggèrent que l'injection par un doublet semi-impactant est plus efficace et qu'il y a une corrélation entre la qualité du mélange et la perte de pression totale à l'injection.



FIGURE 2.26 – Exemples d'éléments d'injection de type doublet : (a) jets impactants, (b) jets semi-impactants et (c) jet non-impactants cisailés.

La configuration d'injection sans croisement des jets (c) a été testée par Boening et al. [118]. Ils obtiennent des régimes stables avec les couples H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> avec des déficits de vitesse de 30 à 40%. Néanmoins, avec le même système, Koch et al. [119] ont rapporté des régimes contra-rotatifs ou des comportements instables. Bigler et al. [152] ont montré que cette configuration conduit à une diminution du nombre et de la vitesse des détonations dans la chambre par rapport à un doublet impactant (cas a). Nair et al. [142] ont également comparé les doublets impactants et non-impactants (cas a et c) sur la base de mesures de température dans les gaz brûlés par spectroscopie par absorption laser (LAS pour Laser Absorption Spectroscopy). Le principe de cette méthode est de mesurer l'intensité d'un faisceau laser transmis à travers les gaz étudiés. L'absorption du faisceau par les gaz permet ensuite d'évaluer la concentration d'une espèce, la pression et la température des gaz. La longueur d'onde du laser est choisie selon l'espèce que l'on souhaite étudier (CO dans [142]). Ces mesures semblent montrer que l'injecteur à jets impactants donne des détonations plus rapides et plus nombreuses et des températures plus élevées dans les gaz brûlés, ce qui indique un mélange de meilleure qualité.

Des configurations d'injection à trois orifices, appelées triplets, ont également été réalisées (Fig. 2.27). Contrairement aux doublets, les triplets sont généralement étudiés en configuration de jets impactants. Goto et al. [153, 154] montrent que l'utilisation d'un triplet permet d'équilibrer la quantité de mouvement des jets et d'éviter d'impacter la surface de la chambre avec les ergols. Cela permet alors de limiter l'érosion de la couche de carbone aux parois de la chambre utilisée pour la protection thermique dans ces études.

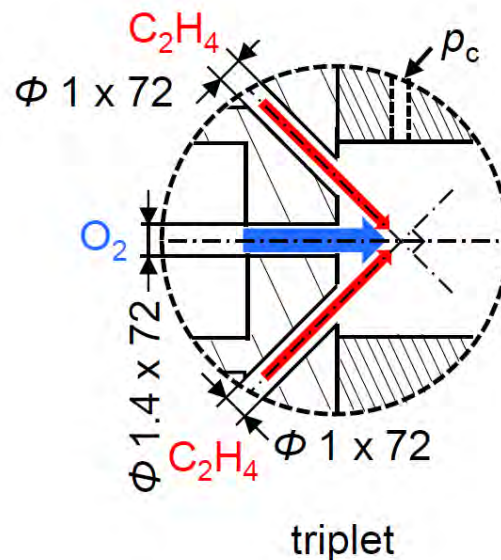


FIGURE 2.27 – Élément d'injection de type triplet utilisé par Goto et al. [154]

Les visualisations par chimiluminescence et strioscopie de Nakagami et al. dans un RDE disque indiquent que le front de détonation se propage dans une couche de gaz frais très stratifiée, avec le  $C_2H_4$  proche de la surface d'injection et l' $O_2$  au-dessus [155]. La stratification du mélange serait causée par les temps de réponse différents des injecteurs de combustible et d'oxydant après le passage de la détonation. Gaillard et al. [146] ont aussi observé une stratification du mélange dans les simulations d'une RDC linéaire. Ces simulations indiquent que la stratification diminue la température des gaz brûlés et donc le rendement de combustion, puisqu'une partie de l'oxydant et du combustible n'est pas consommée. Ayers et al. [156] ont réalisé des visualisations simultanées par chimiluminescence  $OH^*$  et PLIF acétone dans une RDC linéaire. La chambre est plane et la détonation y est réfléchiée aux extrémités latérales (Fig. 2.28). La chimiluminescence permet de repérer les zones de combustion et notamment celles liées à la détonation, tandis que la PLIF acétone est ici un marqueur de la concentration du combustible (gaz naturel). Ils observent alors une zone où la chimiluminescence est de faible intensité sur le haut de la couche de mélange, qui serait très riche en carburant et qui ne pourrait donc pas brûler correctement.

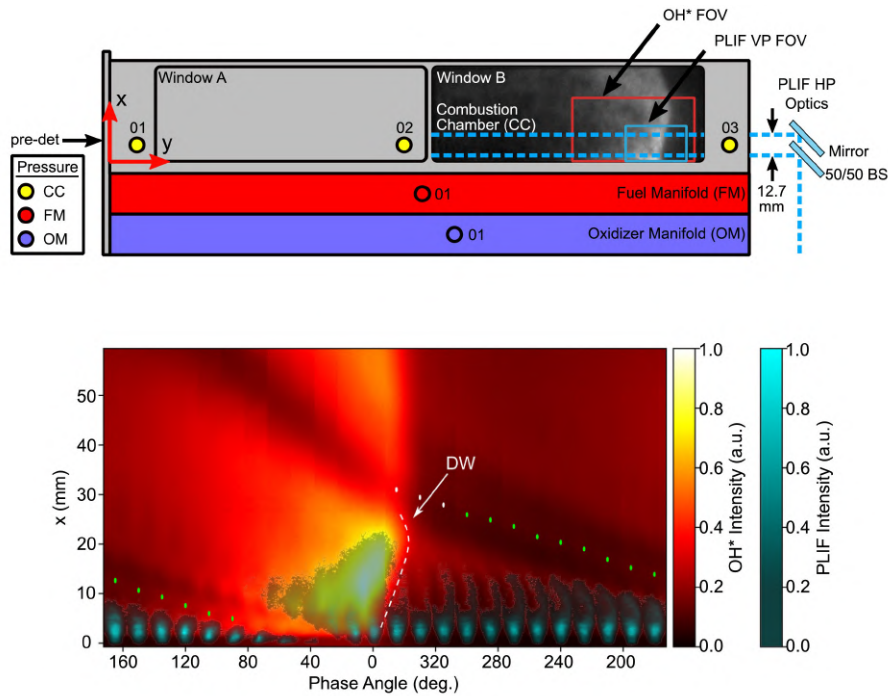


FIGURE 2.28 – RDC linéaire (en haut) et champs PLIF et de chimiluminescence superposés (en bas) [156]

L'injection directe d'un prémélange permettrait de se passer de la phase de mélange dans la chambre, mais cela ne garantit pas d'obtenir un régime de détonation et pose en plus des problèmes de sécurité. Il faut en effet s'assurer que la combustion ne puisse pas remonter dans l'injecteur (flashback). Voitsekhovskii [27, 157] a utilisé dès 1959 l'injection d'un prémélange, mais il a obtenu des vitesses de détonation de l'ordre de celle du son, c'est-à-dire des détonations peu intenses, probablement en raison de pertes par déflagration très importantes. Andrus et al. [158] ont obtenu des résultats équivalents en injectant un prémélange à travers une fente très fine, dont le profil vise à assurer le coincement de la combustion. Ils ont aussi rapporté des phénomènes de flashback avec le mélange  $H_2$ /air. Ayers et al. [159] ont proposé d'utiliser un poral pour injecter un prémélange  $H_2$ /air. Les contraintes de sécurité imposent d'utiliser un poral peu poreux et très épais, ce qui engendre des pertes de charge importantes et empêche l'utilisation d'un tel système dans une application industrielle, d'après les auteurs. Une partie du combustible pouvait aussi être injectée à travers des orifices installés sur le corps central (Fig. 2.29a). Ils ont d'abord obtenu des régimes de déflagration et des ondes de détonation contra-rotatives lorsque l'injection était parfaitement prémélangée, avant de modifier la géométrie de la chambre en introduisant une marche arrière pour former une zone de recirculation proche de la paroi intérieure (Fig. 2.29b). L'objectif était de se rapprocher de l'aérodynamique d'une chambre avec injection par jet dans un écoulement transverse, dans laquelle des régimes de détonation ont été observés [121, 160-162]. Ils ont alors observé des régimes de

détonations co-rotatives avec des célérités de l'ordre de 85% de  $D_{CJ}$ . Le déficit est attribué à la consommation d'une partie des ergols en déflagration avant l'arrivée de la détonation. Cette étude montre que l'optimisation d'un RDE dépend aussi bien de l'injection que de l'aérodynamique interne de la chambre.

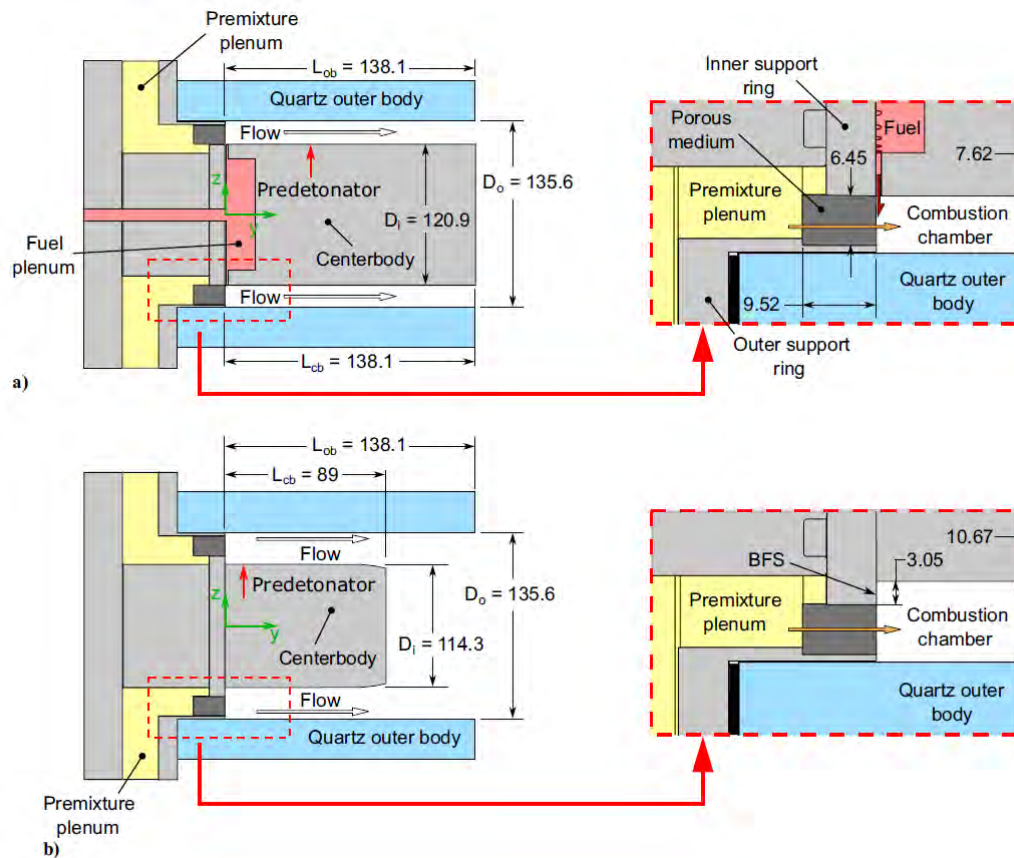


FIGURE 2.29 – RDEs avec injection d'un prémélange à travers un poral [159] : a) chambre sans marche arrière, b) chambre avec une marche arrière (notée BFS, Back Facing Step).

St George et al. [163] ont utilisé deux combustibles, du  $C_2H_4$  prémélangé avec de l'air injecté à travers une fente, et de l' $H_2$  injecté séparément par une rangée d'orifices. L'injection est donc partiellement prémélangée. Dans ce cas, ils ont observé des régimes de détonation avec de faibles instabilités. Néanmoins, si l' $H_2$  n'est pas injecté dans la chambre, donc que l'injection est totalement prémélangée, ils obtiennent des fonctionnements très instables avec des vitesses de l'ordre de 50% de  $D_{CJ}$ , semblable aux résultats rapportés par Voitsekhovskii [27, 157] et Andrus et al. [158]. L'utilisation d'un prémélange partiel semble donc préférable à un prémélange total.

Burke et al. [164] ont étudié expérimentalement un RDE  $H_2$ /air avec injection par jet dans un écoulement transverse, dans lequel une partie de l' $H_2$  est prémélangé avec l'air injecté à travers la fente. La fraction d' $H_2$  dérivée vers la fente, appelé taux de bypass, est faible (5 à 20%) afin d'éviter la remontée de la combustion dans les plenums. Burke



et al. [164] ont fait varier le taux de bypass à richesse globale constante pour améliorer le mélange dans la chambre. Ils indiquent que la vitesse de la détonation augmente alors de quelques pourcents, ce qui confirme que la vitesse de la détonation est fortement liée à la qualité du mélange consommé. Xu et al. [165] ont montré que l'injection d'un prémélange partiel permet d'augmenter le rendement de combustion avec le mélange kérosène/air. Par ailleurs, ils rapportent des phénomènes de flashback lorsque le taux de prémélange est trop important.

Stechmann [123] a testé expérimentalement plusieurs systèmes d'injection, dont certains injectent le carburant dans la fente de l'oxydant, en amont de la chambre, afin d'améliorer le mélange (Fig. 2.30). Les essais avec le couple  $H_2/O_2$  ont mené à des modes de déflagration et à la destruction du système d'injection. Il a par ailleurs obtenu des régimes de détonation avec le mélange  $CH_4/O_2$ . Ses résultats font état de détonations rotatives moins nombreuses mais plus rapides dans le cas où le carburant est injecté dans la fente de l'oxydant.

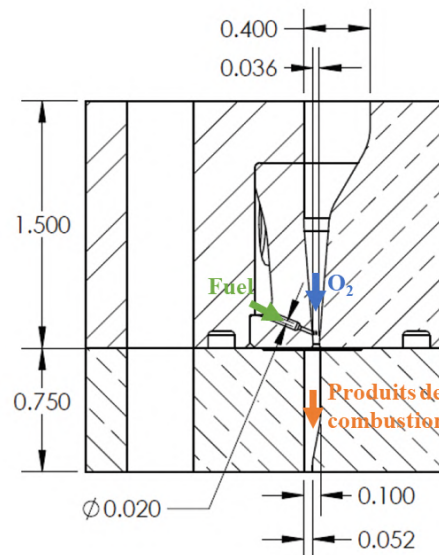


FIGURE 2.30 – Injection utilisée par Stechmann [123]. Les unités sont en pouces.

### 2.3.4 Éjection des produits de combustion

Tout comme la forme du confinement influence la propagation d'une détonation (Sous-sect. 2.2.3), celle de la chambre de combustion a aussi un impact sur le fonctionnement d'un RDE. Une configuration possible de la géométrie d'un RDE consiste à injecter les ergols dans une chambre radiale qui converge vers son axe pour laisser échapper les produits de combustion axialement en son centre (Fig. 2.31b). Bykovskii et al. [166] ont montré qu'il était possible d'obtenir des régimes de détonation avec ce type de chambre, qu'on appelle RDE disque (disk-shaped RDE). La conception d'un RDE disque est plus complexe, car

la surface du canal varie à mesure que l'on se rapproche de la sortie, et il faut en plus changer la direction des gaz brûlés avant la sortie. Toutefois, les études numériques de Bell et al. [167, 168] sur trois géométries de chambre de type disque, la diminution rapide de la section de passage conduirait à une propagation plus stable et moins de pertes de pression. Kawalec et al. [37] ont récemment procédé au lancement en Pologne d'un RDE disque avec refroidissement régénératif des parois de la chambre.

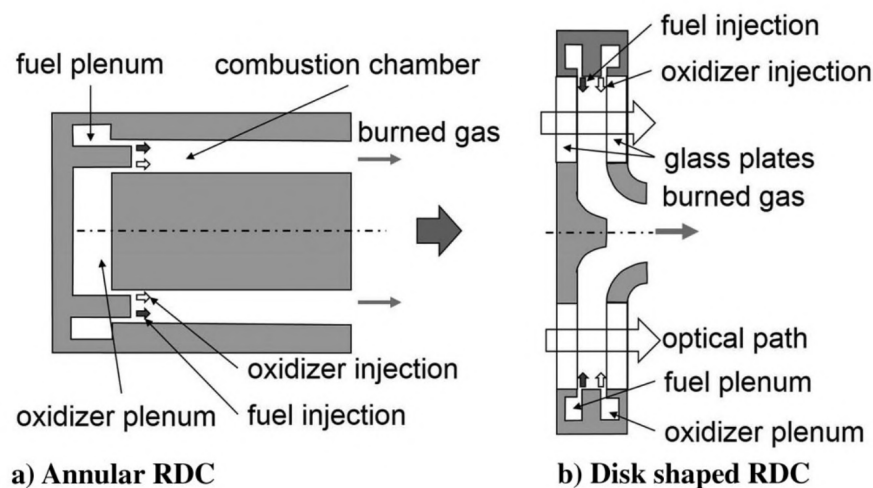


FIGURE 2.31 – Configurations de RDE : a) annulaire, b) radiale ou disque [155]

Une autre configuration de la chambre de combustion consiste à enlever le corps central d'un RDE annulaire, ce qui permet d'obtenir une chambre cylindrique creuse (hollow RDE). Cette modification simplifie la conception et diminue la surface en contact avec les gaz brûlés qu'il faut refroidir. L'injection y est réalisée proche de la paroi extérieure. Ma et al. [169] montrent que l'utilisation d'une chambre creuse augmente la vitesse de la détonation, mais réduit les performances propulsives par rapport à une chambre annulaire.

La modification de l'aérodynamique de la chambre a permis à Meng et al. [170] d'obtenir des régimes de détonation avec le mélange kérosène liquide/air. Ils ont utilisé une paroi interne munie d'une cavité afin de générer une zone de recirculation des gaz brûlés (Fig. 2.32), dont la température élevée contribue à l'évaporation du kérosène injecté dans la RDC avant l'arrivée de la détonation. Leurs travaux montrent qu'il existe une longueur optimale permettant de diminuer l'écart type et le déficit de la vitesse de la détonation [171].

Hansmetzger et al. [172] ont utilisé un corps central convergent pour faciliter l'expansion et l'éjection des gaz brûlés dans un RDE avec le mélange  $C_2H_4/O_2$ . Ils ont ainsi obtenu des vitesses de détonation et des pics de pression plus élevés, c'est-à-dire  $\sim 12$  bar au lieu de 5 bar avec un corps central cylindrique. Le raccourcissement de la longueur du corps central a également un effet positif sur la vitesse de la détonation dans cette étude. Moosmann

[173] a évalué l'effet de la convergence et de la divergence des parois de la RDC (Fig. 2.33), avec une section de chambre identique pour les trois cas étudiés (contrairement à la géométrie de Hansmetzger et al. [172]). Seul le profil du canal annulaire varie donc avec la convergence et la divergence des parois. Ses chambres étaient munies d'une restriction afin d'avoir un écoulement sonique en sortie et d'éliminer les effets de la pression ambiante. Moosmann [173] observe ainsi une meilleure stabilité des régimes de détonation lorsque le canal converge vers l'axe de la chambre.

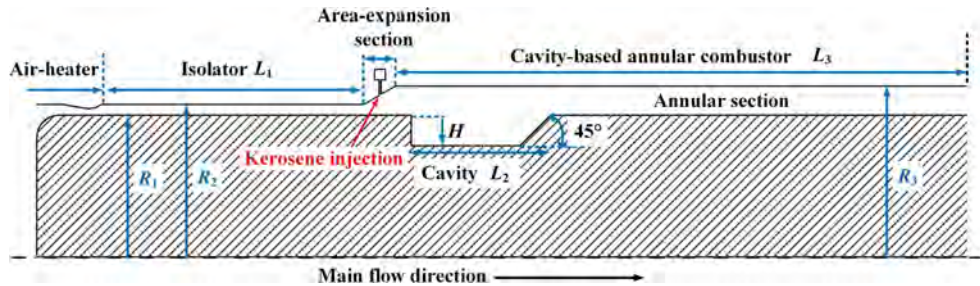


FIGURE 2.32 – RDE avec cavité [170]

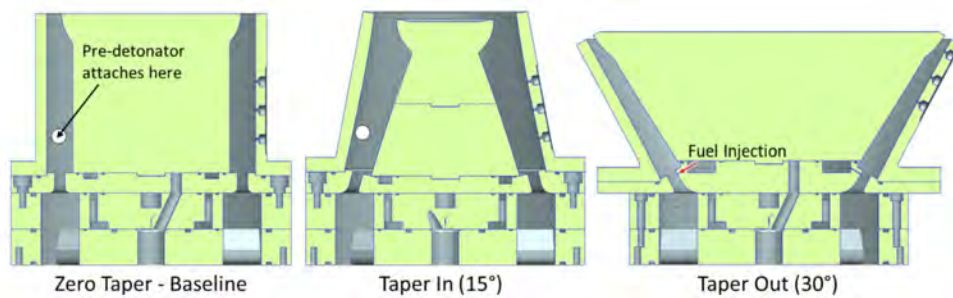


FIGURE 2.33 – RDC à profils droit, convergent et divergent [173]

La rotation de la détonation génère des fluctuations de pression, de température et de vitesse en sortie de chambre, et un mouvement de swirl des produits de combustion. Les frottements de l'écoulement sur les parois de la RDC peuvent alors créer un couple sur le moteur. Sawada et al. [174] l'ont mesuré et montré que la diminution des performances propulsives induite par le mouvement de swirl est négligeable. Ils observent aussi une augmentation du couple avec la vitesse de la détonation. Walters et al. [175] ont réalisé des mesures PIV de l'écoulement en sortie de chambre qui confirment que le mouvement de swirl est négligeable.

Kaemming et Paxson [17] proposent la notion de pression équivalente disponible ( $EAP$ , Equivalent Available Pressure), qui permet de comparer une RDC avec une chambre de combustion conventionnelle. L' $EAP$  est la pression totale représentative de la capacité de l'écoulement à produire un travail. Elle est calculée à partir des conditions thermodynamiques en sortie de chambre ou d'une mesure de poussée réalisée sans tuyère installée en sortie de RDC. L'écoulement des produits de combustion engendre une dépression sur le



culot de la RDC [176] et donc une contribution négative à la poussée qu'il faut corriger pour avoir une mesure fiable de l'*EAP*. Kaemming et Paxson [17], puis Brophy et Codoni [177] indiquent que l'*EAP* est proche de la pression totale  $P_t$  moyennée sur plusieurs rotations. Or, la pression totale est reliée au nombre de Mach et à la pression statique dans la chambre par la relation classique

$$P_t = P \left( 1 + \frac{\gamma + 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}. \quad (2.57)$$

S'il y a un col sonique de section  $A_s$  en sortie de chambre, le Mach dans la chambre est déterminé par résolution de l'équation

$$\frac{A_{cmb}}{A_s} = \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \frac{\left( 1 + \frac{\gamma-1}{2} M_{cmb}^2 \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}}{M_{cmb}} \quad (2.58)$$

avec  $A_{cmb}$  la section de la chambre et  $M_{cmb}$  le nombre de Mach dans la chambre.

Bach et al. [121] ont comparé cette approche avec des mesures de pression totale obtenues avec des sondes Kiel en sortie de RDE. Ils ont montré que leur différence était faible dans le cas d'un col amorcé. L'*EAP* permet d'évaluer le gain de pression totale entre les plenums et la sortie de la chambre à l'aide du nombre sans dimension

$$PG = \frac{EAP}{P_{t,plen}} - 1 \quad (2.59)$$

La figure 2.34 représente les gains de pression totale obtenus par plusieurs équipes et compilés par Zhou et al. [178] pour des RDCs aérobies. Ses résultats montrent qu'un gain peut être atteint si le rapport de section entre le col  $A_c$  et l'injection  $A_{inj}$  est faible. Le modèle empirique de Bach et al. [179] indique également que l'augmentation du flux de masse peut être bénéfique. Néanmoins, comme évoqué dans la sous-section 2.3.2, l'utilisation d'une grande surface d'injection ou d'une faible section de sortie peut favoriser l'apparition de régimes instables.

Pour extraire le travail associé à l'EAP, il faut généralement installer une turbine derrière la RDC en mode aérobie. Zhou et al. [180] ont mesuré la réflexion du choc oblique sur un stator monté en sortie de chambre. Shao et al. [181] ont reproduit numériquement cette phénoménologie dans leurs simulations 2D URANS d'une RDC avec un stator en sortie de chambre. Leurs simulations indiquent que le choc réfléchi interagit avec la couche de mélange, générant des conditions propices à l'auto-allumage et à l'apparition de modes de fonctionnement instables dans la chambre. De plus, le choc engendre un décollement de la couche limite sur l'extrados de l'aube du stator.

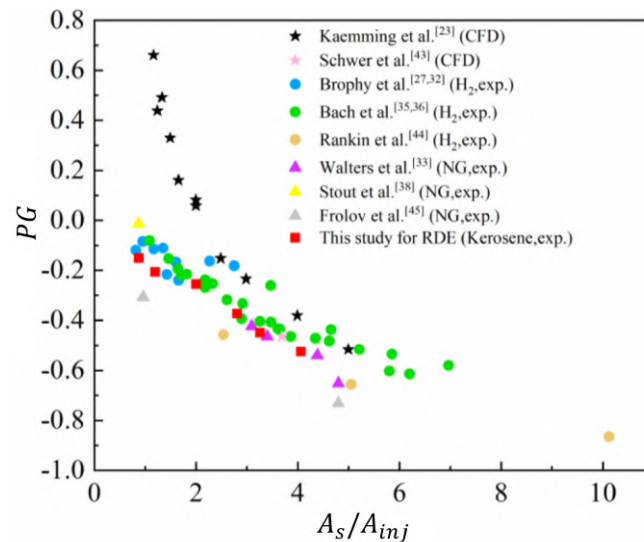


FIGURE 2.34 – Gain de pression en fonction du rapport  $A_s/A_{inj}$  d'après différentes études [178]

Pour les applications de type moteur-fusée, Fotia et al. [161, 182] ont montré qu'une restriction en sortie augmente les performances propulsives d'un RDE. Goto et al. [153] ont mesuré des ISP proches des valeurs théoriques pour une large gamme de rapports de pression entre la RDC et l'extérieur. Stechmann et al. [183] ont développé un modèle de RDE de type moteur-fusée, dans lequel la variation de la pression en sortie de chambre est prise en compte. Pour cela, la détente des gaz brûlés derrière la détonation est modélisée selon une loi de décroissance exponentielle. Les résultats suggèrent qu'un gain de performance significatif ne peut être obtenu qu'avec une tuyère aérospike (tuyère à écoulement externe), dans laquelle la détente des gaz brûlés est toujours optimale. À l'inverse, une tuyère de Laval est conçue pour un certain rapport de détente, et les variations locales de pression en sortie de RDC ne participent pas à la poussée, ce qui limite les gains de performance par rapport à une chambre de combustion conventionnelle. De fait, la géométrie annulaire du RDE se prête bien à l'implantation d'une tuyère aérospike.

Jourdaine et al. [184] ont réalisé des simulations de RDE avec plusieurs tuyères aérospikes. Leurs travaux aboutissent aux mêmes conclusions que Fotia et al. [161, 182] sur le gain de poussée produit par l'ajout d'une restriction. Ils suggèrent aussi que l'écoulement moyen à la sortie est similaire à un jet supersonique stationnaire, ce qui permettrait d'utiliser des méthodes habituelles de conception de tuyères aérospike [185]. Les études numériques de Zhu et al. [186] et Liu et al. [187] suggèrent ainsi qu'un gain de performance peut être obtenu lorsque l'aérospike est conçue spécifiquement pour la RDC. Liu et al. [187] ont néanmoins rapporté une différence systématique de l'ordre de 15% entre les performances théoriques et simulées de la tuyère, essentiellement du fait des fluctuations en sortie de chambre, d'après les auteurs.

Les avancées sur la compréhension de l'écoulement en sortie de chambre ont conduit Wolanski [34] et Naples et al. [35] à remplacer la chambre de combustion d'un turboréacteur par une RDC. Ils ont rapporté une augmentation de l'efficacité du propulseur de l'ordre de quelques pourcents. Frolov et al. [33] ont réalisé des essais avec un RDE gaz naturel/O<sub>2</sub> à haute pression moyenne dans la chambre, afin de s'approcher des conditions dans un moteur-fusée réel. Leurs résultats indiquent qu'un RDE pourrait ainsi permettre, à ISP égale, de diminuer la compression des ergols avant leur combustion. Ce résultat est en accord avec le modèle de Davidenko et al. [188] qui indique qu'un RDE peut atteindre les performances des moteurs-fusées classiques avec une compression plus faible. Dans ce cas, l'utilisation du RDE permet surtout de faciliter la conception du moteur et d'en réduire la masse et l'encombrement, donc d'augmenter la charge utile. Récemment, les avancées sur la compréhension du fonctionnement des RDEs ont mené au lancement d'une fusée sonde au Japon, avec un second étage propulsé par un RDE qui a fonctionné pendant une dizaine de secondes dans le vide spatial [36].



# Installation expérimentale et outil numérique

---

## Sommaire

---

<b>3.1 Banc d'essai</b> . . . . .	<b>54</b>
3.1.1 Chambre de combustion . . . . .	54
3.1.2 Système d'alimentation de la RDC . . . . .	56
3.1.3 Système d'allumage . . . . .	57
3.1.4 Métrologie . . . . .	59
<b>3.2 Code de calcul</b> . . . . .	<b>67</b>
3.2.1 Équations de bilan pour les écoulements réactifs compressibles . . . . .	67
3.2.2 Modèle de cinétique chimique . . . . .	68
3.2.3 Modèles thermodynamiques . . . . .	68
3.2.4 Filtrage des équations de Navier-Stokes . . . . .	70
3.2.5 Discrétisation des équations de Navier-Stokes . . . . .	75
3.2.6 Cas de validation . . . . .	78

---

Ce travail s'est appuyé sur des moyens numériques et expérimentaux. Le moyen numérique est le code CEDRE développé par l'ONERA. Il a permis la conception d'une injection partiellement prémélangée, puis l'analyse de l'écoulement 3D dans une RDC. Le moyen expérimental est le banc RDE GAP de l'Institut Pprime. Il a servi à l'étude paramétrique du fonctionnement d'une RDC munie de l'injecteur conçu numériquement. Elle a porté sur l'effet du débit, de la richesse, de la géométrie de la chambre et de la restriction en sortie de chambre sur les régimes de combustion dans la RDC.

### 3.1 Banc d'essai

Le banc d'essai RDE GAP a été développé dans le cadre du programme Groupe Aéro-Propulseur (GAP) de l'EQUIPEX ANR-11-EQPX-0018. Il a été conçu spécifiquement pour l'étude des RDEs alimentés par des gaz. Le banc est composé d'une veine d'essai (Fig. 3.1a) dans laquelle la RDC est installée (Fig. 3.1b) et de lignes d'alimentation en gaz de la RDC (Fig. 3.1c) permettant le réglage et le contrôle des débits de gaz injectés. La pression dans ces lignes est réglée à l'aide d'une platine de détente (Fig.3.1d) reliée à des réservoirs de gaz. Ces réservoirs sont stockés dans une alvéole à l'extérieur.

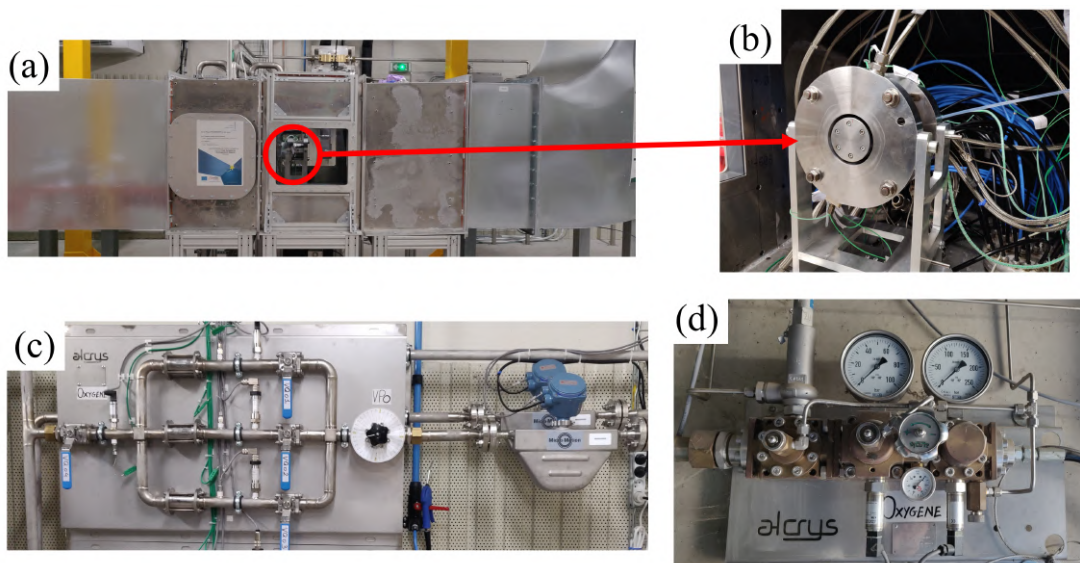


FIGURE 3.1 – Banc RDE GAP : (a) veine d'essai, (b) chambre de combustion à détonation rotative, (c) ligne d'alimentation en oxydant, (d) platine de détente de l'O<sub>2</sub>

Le banc est piloté depuis une salle de commande attenante à la salle de manipulation. Le contrôle des électrovannes et la collection des mesures sont centralisées par un NI-PXIe. Une interface LabVIEW permet de paramétrer, lancer et analyser les essais.

#### 3.1.1 Chambre de combustion

La RDC a été testée en configuration annulaire (Fig. 3.2a) et creuse (Fig. 3.2b). La chambre creuse est composée d'un fond plat et d'une paroi cylindrique de longueur  $L_e = 110$  mm et de diamètre  $d_e = 80$  mm pour tous les cas testés dans cette étude. La configuration annulaire est obtenue en installant un corps central dans la chambre creuse. Deux géométries du corps central ont été testées : cylindrique et conique. Pour la géométrie cylindrique, différents diamètres,  $d_i = 70$  ou  $60$  mm, et longueurs,  $L_i = 110, 80$  ou  $50$  mm, ont été considérées. Pour la géométrie conique, une seule configuration a été testée. Il s'agit

d'un cône tronqué de diamètres  $d_{i,e} = 70$  mm à sa base (côté injection) et  $d_{i,s} = 60$  mm à son sommet (côté éjection) et de longueur totale  $L_i$  de 50 mm. Ainsi, l'espace annulaire  $e$  de la chambre varie de 5 à 10 mm. Le tableau 3.1 présente les dimensions des corps centraux testés.

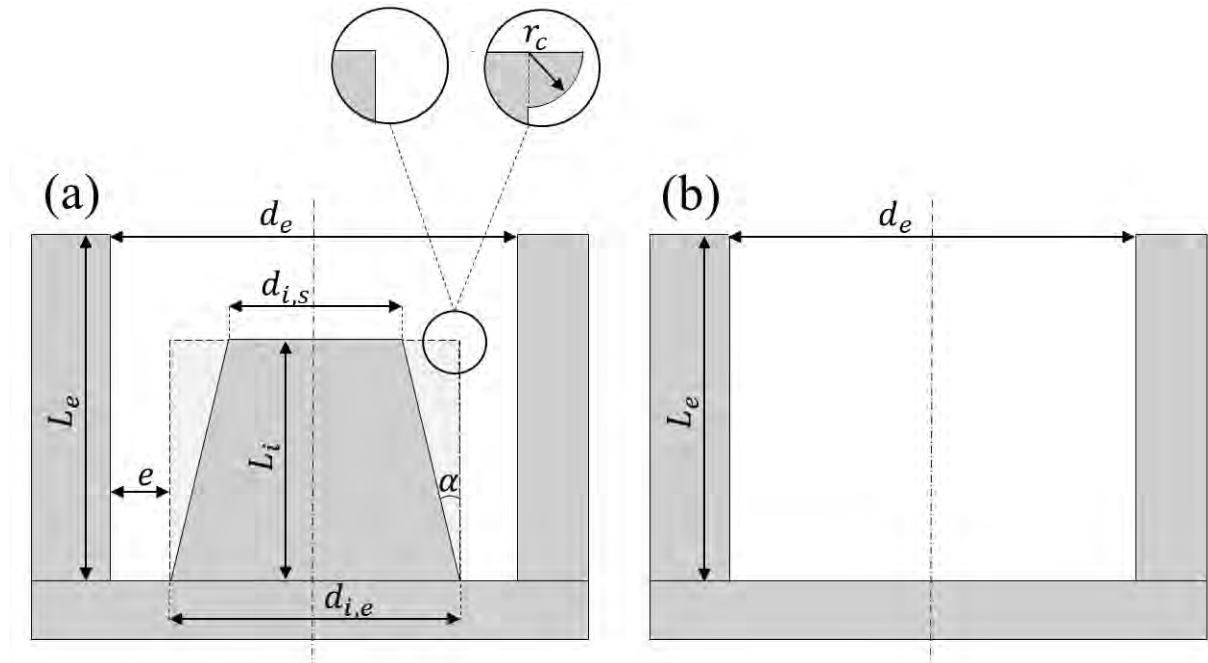


FIGURE 3.2 – Géométries de la RDC : (a) configuration annulaire, (b) configuration creuse

TABLE 3.1 – Dimensions des corps centraux testés

Configurations	Cylindrique			Conique	
Diamètre corps central à l'entrée $d_{i,e}$ (mm)	70			70	
Diamètre corps central à la sortie $d_{i,s}$ (mm)				60	60
Espace annulaire $e$ (mm)	5	10	5 – 10		
Longueur corps central $L_i$ (mm)	50	80	110	110	50
Angle du corps central $\alpha$ (°)	0			5,7	

Des restrictions de section, de rayon  $r_c$ , ont été installées en sortie de RDC, à l'extrémité du corps central, pour certains essais (Fig. 3.2). Cette forme de restriction a l'avantage d'être simple et de ne dépendre que d'un seul paramètre ( $r_c$ ). Le tableau 3.2 présente les dimensions de ces restrictions, ainsi que le rapport entre les sections de passage de la restriction  $A_s$  et de la chambre  $A_{cmb}$ . Pour les essais avec restriction, la longueur du corps central est fixée à 110 mm.

Pour les mélanges considérés dans cette étude ( $H_2/O_2$ ,  $CH_4/O_2$ ,  $C_2H_4/O_2$ ), les dimensions de la chambre vérifient les critères de fonctionnement d'un RDE établis par Bykovskii

et al. [29], puisqu'elles sont supérieures aux valeurs minimums de l'espace annulaire  $e_{min}$ , du diamètre extérieure  $d_{min}$  et de la longueur de chambre  $L_{min}$  (Tab. 3.3).

TABLE 3.2 – Dimensions des restrictions installées en sortie de RDC

Espace annulaire $e$ (mm)	5		10	
Rayon de la restriction $r_c$ (mm)	1,3	2,6	5,0	7,6
Diamètre du corps central à la restriction $d_s$ (mm)	72,6	75,2	70	75,2
$A_s/A_{cmb}$	0,75	0,50	0,53	0,27

TABLE 3.3 – Dimensions minimales d'une RDC selon les critères de Bykovskii et al. [29] relatifs aux mélanges étudiés

Mélanges	$\lambda$ (mm)	$e_{min}$ (mm)	$d_{min}$ (mm)	$L_{min}$ (mm)
H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub>	1,3 [189, 190]	3,0 ± 1,3	39 ± 26	31 ± 13
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> /O <sub>2</sub>	0,6 [107]	1,4 ± 0,6	18 ± 12	14 ± 6
CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub>	2,3 [189, 191]	5,5 ± 2,3	69 ± 46	55 ± 23

La chambre a été fabriquée en inox 17-4 PH, matériau qui peut supporter de hautes températures ( $\approx 600$  K) et pression et résister à l'oxydation. Une paroi transparente en quartz (Fig. 3.3) a également été utilisée pour réaliser des visualisations de la chimiluminescence dans la chambre (Sous-sect. 3.1.4). La durée des essais a été limitée à moins d'une seconde, car la RDC étudiée n'est pas équipée d'un système de refroidissement.

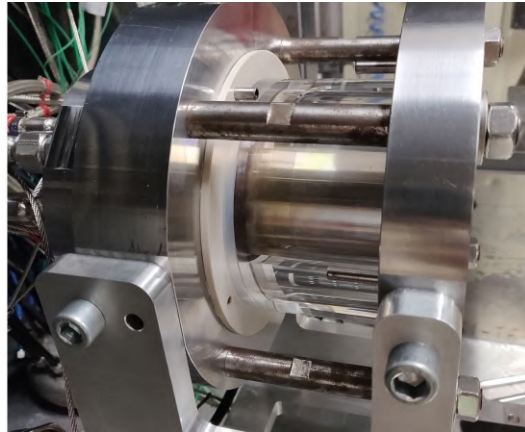


FIGURE 3.3 – RDC avec la paroi extérieure transparente en quartz

### 3.1.2 Système d'alimentation de la RDC

La RDC est placée dans une veine à circulation d'air permettant de diluer et d'évacuer les produits de combustion et les éventuels imbrûlés. Cet écoulement est assuré par un ventilateur dont le débit de fonctionnement est 6 m<sup>3</sup>/s.



La figure 3.4 présente le système d'alimentation en gaz de la RDC. Des bouteilles de gaz de pression maximale 200 bar et de pureté supérieure à 99,99% alimentent le banc. Quatre lignes indépendantes sont disponibles, deux pour l'oxydant (une pour l'O<sub>2</sub> et une pour l'air) et deux pour le combustible (une pour l'H<sub>2</sub> et une pour les hydrocarbures). Chaque ligne peut assurer des débits jusqu'à quelques centaines de g/s. Les lignes inutilisées lors d'un essai sont fermées par des vannes quart de tour.

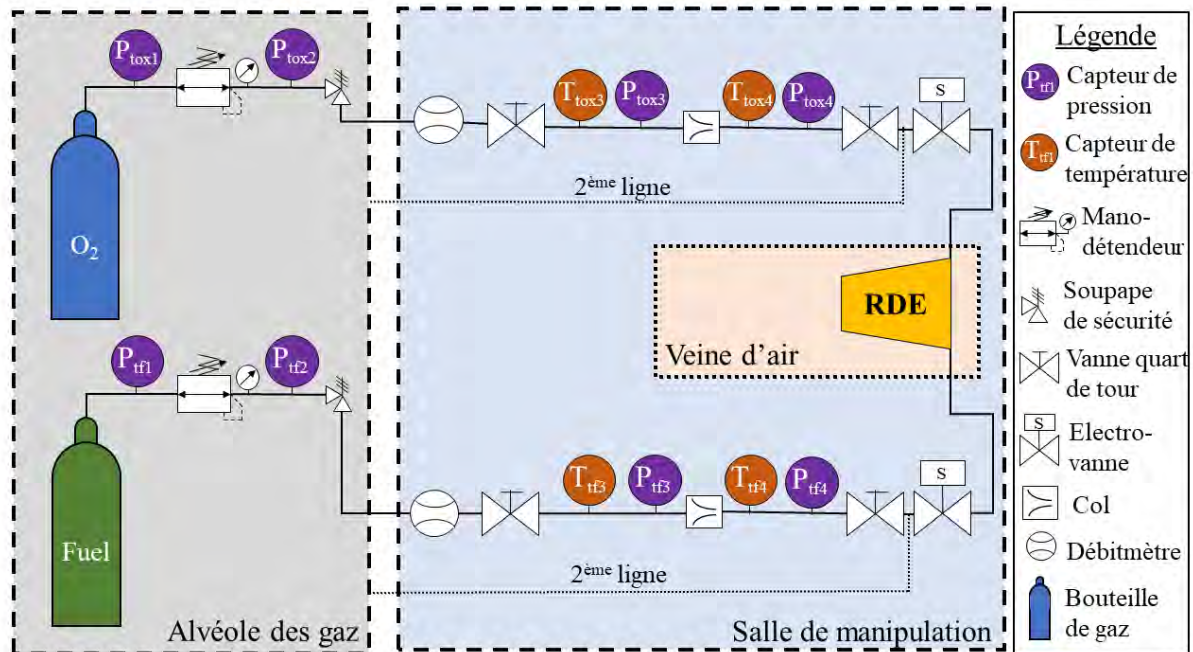


FIGURE 3.4 – Système d'alimentation en gaz de la RDC

La pression dans les lignes est réglée à l'aide d'un manodétendeur en sortie de bouteille. La pression maximale des lignes est 50 bar, une soupape de sécurité permet d'éviter de la dépasser. L'alimentation de la chambre en gaz est pilotée à distance par des électrovannes.

### 3.1.3 Système d'allumage

L'allumage est assuré par la détonation sortant d'un tube dit de prédétonation, de diamètre interne  $d_p = 8$  mm débouchant en paroi extérieure de la chambre. Deux positions d'allumage ont été testées (Fig. 3.5). La première est proche de la surface d'injection, à 20 mm en aval du plan d'injection et positionnée tangentiellement à la paroi cylindrique. Cette première configuration entraîne une expansion de l'écoulement derrière le front de détonation en cas de positionnement de la trajectoire du front sur la circonférence où l'orifice du tube est positionnée. Cette expansion est défavorable à la stabilité de la rotation de la détonation. Pour limiter cet effet, la seconde position d'allumage est placée

loin de la surface d'injection, à 15 mm en amont de la sortie de la RDC et positionnée perpendiculairement à la paroi, c'est-à-dire dans la direction radiale.

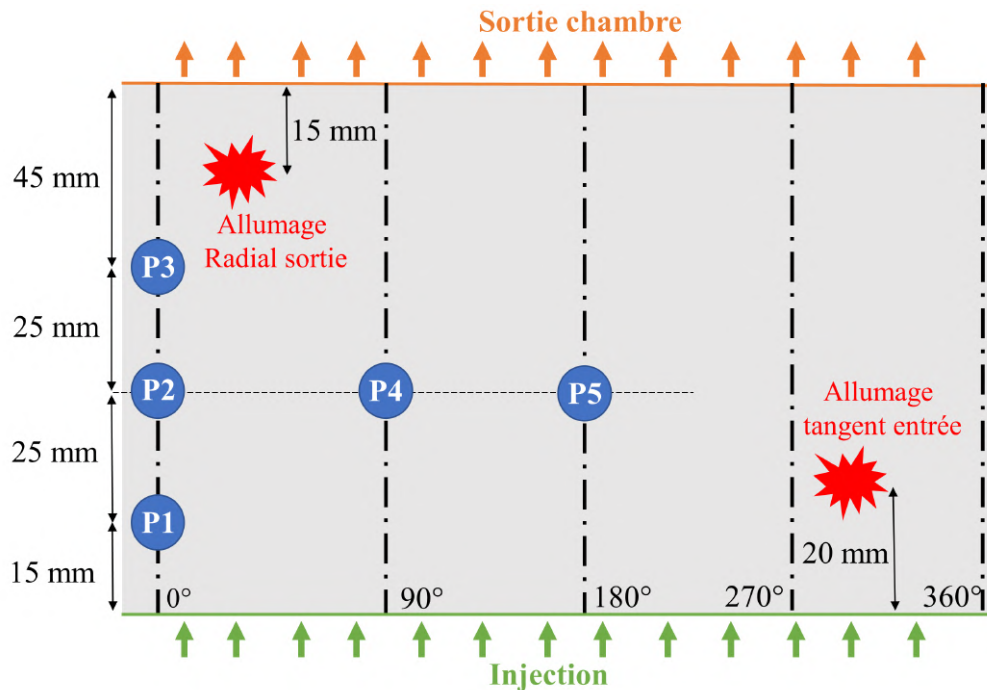


FIGURE 3.5 – Positions de l'allumage et des capteurs de pression à la paroi extérieure de la RDC déroulée sur un plan

Le tube est rempli au début de l'essai par un prémélange stœchiométrique  $C_2H_4/O_2$ , qui a pour largeur de cellule  $\lambda = 0,6$  mm dans les conditions ambiantes [107]. Les critères de propagation  $d_p > \lambda/\pi$  et de transmission  $d_p > 13\lambda$  sont donc vérifiés. Le mélange est allumé à l'extrémité du tube par une bougie automobile. Le front réactif est accéléré par une spirale de Shchelkin pour initier une détonation dans le tube.

Le circuit d'allumage (Fig. 3.6) est alimenté par un volume de quelques millilitres, rempli entre deux essais à une pression de 2,3 bar à partir d'une bouteille de prémélange stœchiométrique  $C_2H_4/O_2$ . Le premier élément déclenché lors de la séquence de tir est l'électrovanne en aval du réservoir à prémélange, qui permet de remplir le tube de prédétonation avec le prémélange immédiatement avant l'allumage.

La figure 3.7 présente la chronologie des déclenchements des électrovannes d'alimentation du tube de prédétonation et de la RDC, de l'allumage et de la caméra lorsque des visualisations sont réalisées. L'allumage est déclenché après la fermeture du circuit de prémélange. L'ouverture et la fermeture de l'électrovanne du combustible sont encadrées par celles de l'oxydant pour assurer la sécurité au début et la combustion complète du combustible injecté au cours de l'essai.

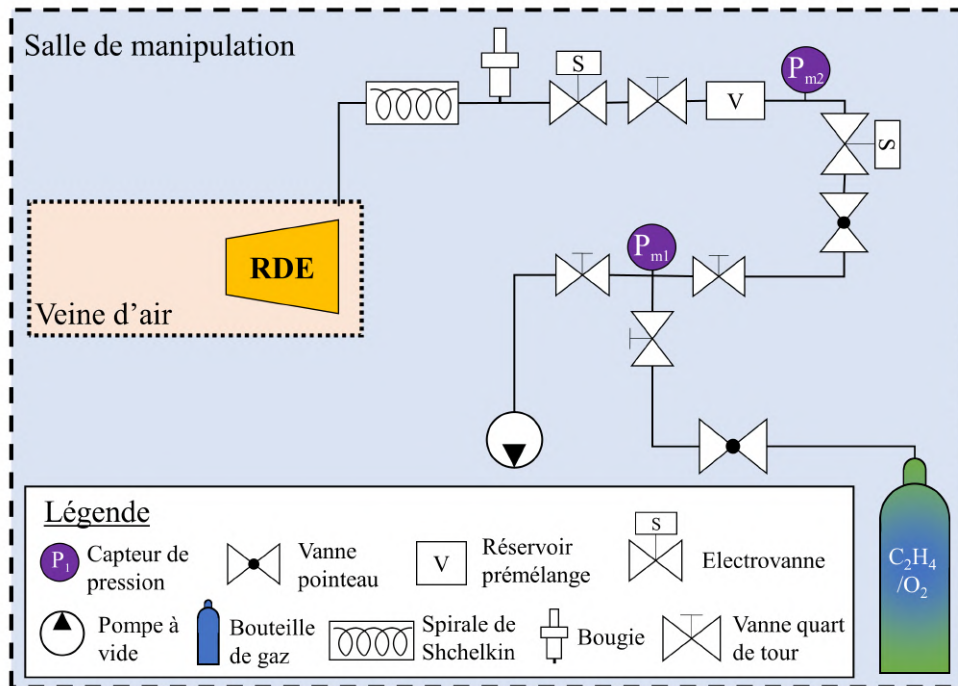


FIGURE 3.6 – Système d'alimentation en gaz du circuit d'allumage

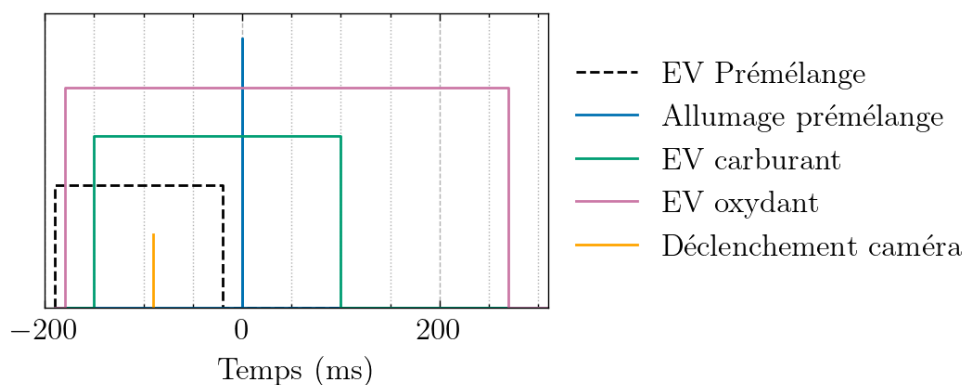


FIGURE 3.7 – Chronogramme d'un essai réactif.

### 3.1.4 Métrologie

Au cours des essais, les débits des ergols, la pression d'injection et la pression en différents points sur la paroi extérieure de la chambre ont été mesurés. Des enregistrements par chimiluminescence ont été réalisés en sortie ou sur le côté de la chambre.

Les débits ont été mesurés à l'aide de cols soniques de section  $A_{col}$  situés en amont des électrovannes. En effet, puisque les essais sont courts, il faut un système de mesure avec un faible temps de réponse. Des thermocouples type K et des capteurs de pression Keller PAA-33X mesurent la température et la pression en amont et en aval des cols (Fig. 3.4). Le débit est calculé pour chaque ergol à partir des relations isentropiques pour le gaz parfait

$$\pi_{crit} = \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{-\gamma}{\gamma-1}} \quad (3.1)$$

et

$$\dot{m} = \begin{cases} A_{col} \frac{P_{t3}}{\sqrt{rT_{t3}}} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} \left( \frac{P_{t4}^{2/\gamma}}{P_{t3}} - \frac{P_{t4}^{(\gamma+1)/\gamma}}{P_{t3}} \right)} & \text{si } \frac{P_{t4}}{P_{t3}} > \pi_{crit}, \\ A_{col} \frac{P_{t3}}{\sqrt{rT_{t3}}} \sqrt{\gamma} \left( \frac{\gamma+1}{2} \right)^{-(\gamma+1)/(2(\gamma-1))} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.2)$$

La mesure du débit par les cols a été validée à l'aide des débitmètres Coriolis lors d'essais de plusieurs secondes avec un gaz inerte ( $N_2$ ) (Fig. 3.8). Le coefficient  $\gamma$  est calculé en fonction du gaz et de la température  $T_{t3}$  avec CANTERA [192].

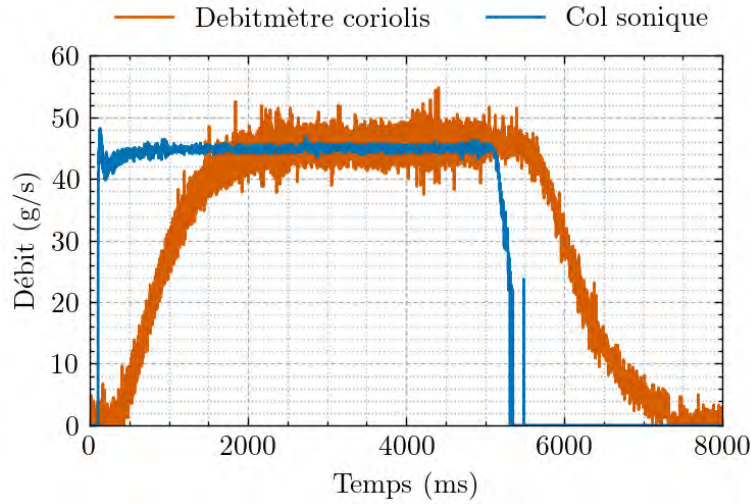


FIGURE 3.8 – Comparaison des débits mesurés avec un col sonique (courbe bleue) et un débitmètre Coriolis (courbe orange) lors d'un essai avec un gaz inerte ( $N_2$ )

L'incertitude sur le débit et sur la richesse dépend de l'incertitude sur la mesure de la température, de la pression et de la section efficace du col (Tab. 3.4). L'incertitude sur  $\gamma$  engendrée par celle sur  $T_{t3}$  est supposée négligeable. Les éléments de mesure sont les mêmes sur les lignes d'alimentation en combustible et en oxydant, le niveau d'incertitude sur chaque débit est donc aussi le même. Pour un écoulement sonique au col, la différentielle de la relation (3.2) donne une incertitude sur le débit

$$\frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}} = \frac{\Delta A_{col}}{A_{col}} + \frac{\Delta P_{t3}}{P_{t3}} + \frac{\Delta T_{t3}}{2T_{t3}} \quad (3.3)$$

Par ailleurs, la richesse est définie par

$$ER = \frac{\dot{m}_f / \dot{m}_{ox}}{s_m}, \quad (3.4)$$

où  $\dot{m}_f$  et  $\dot{m}_{ox}$  sont respectivement les débits du combustible et de l'oxydant et  $s_m$  est le rapport stœchiométrique massique. L'incertitude sur la richesse s'écrit donc comme

$$\frac{\Delta ER}{ER} = 2 \frac{\Delta \dot{m}}{\dot{m}} \quad (3.5)$$

L'incertitude maximale est donc obtenue lorsque la section du col  $A_{col}$ , la pression et la température en amont du col  $P_{t3}$  et  $T_{t3}$  sont minimums. Il vient alors  $\text{MAX}(\Delta \dot{m}/\dot{m}) \approx 1,5\%$  et  $\text{MAX}(\Delta ER/ER) \approx 3\%$ . Cela implique une incertitude sur la vitesse  $D_{CJ}$  de l'ordre de 1% pour les mélanges étudiés ici, dans l'hypothèse que le mélange consommé par la détonation est parfaitement homogène. Compte tenu des facteurs influençant la qualité réelle de ce mélange, qui sont difficiles à quantifier, l'effet de l'incertitude sur le débit et sur la richesse peut être négligé.

TABLE 3.4 – Incertitudes sur la mesure du débit et de la richesse

Grandeur	Incertainitude
Pression en amont du col ( $P_{t3}$ )	0,025 bar
Température en amont du col ( $T_{t3}$ )	2 K
Section efficace du col ( $A_{col}$ )	0,5 %
Débit ( $\dot{m}$ )	1,5 % (eq. 3.3)
Richesse (ER)	3 % (eq. 3.5)

Les essais sont courts et les cols sont situés en amont de la chambre et des électrovannes, il faut donc vérifier que la pression d'injection des ergols est stable. Pour cela, des capteurs haute-fréquence Kistler 601CAB et 6031 mesurent respectivement la pression dans les nourrices situées en amont des plenums et dans les plenums. La figure 3.9 présente un exemple d'enregistrements de pression lors d'un essai réactif. En moyenne, la pression est stable dans les plenums et les nourrices entre  $t = 0$  ms et  $t = 300$  ms, ce qui signifie que les débits entrant et sortant sont égaux sur cette période. On en déduit que les débits mesurés au col et injectés dans la chambre sont égaux et que les conditions d'injection sont constantes entre  $t = 0$  ms et  $t = 300$  ms. L'analyse des résultats des essais a donc été réalisée sur cette période. Le pic de pression à  $t \approx 0$  ms sur la figure 3.9 résulte de l'initiation de la détonation dans la chambre. La différence de pression importante entre la nourrice d'oxydant et le plenum d'oxydant est engendrée par la faible section de passage entre ces deux éléments. Par ailleurs, les valeurs de pression dans les plenums vérifient le critère 3.1 pour nos conditions. L'injection dans la RDC est donc sonique.



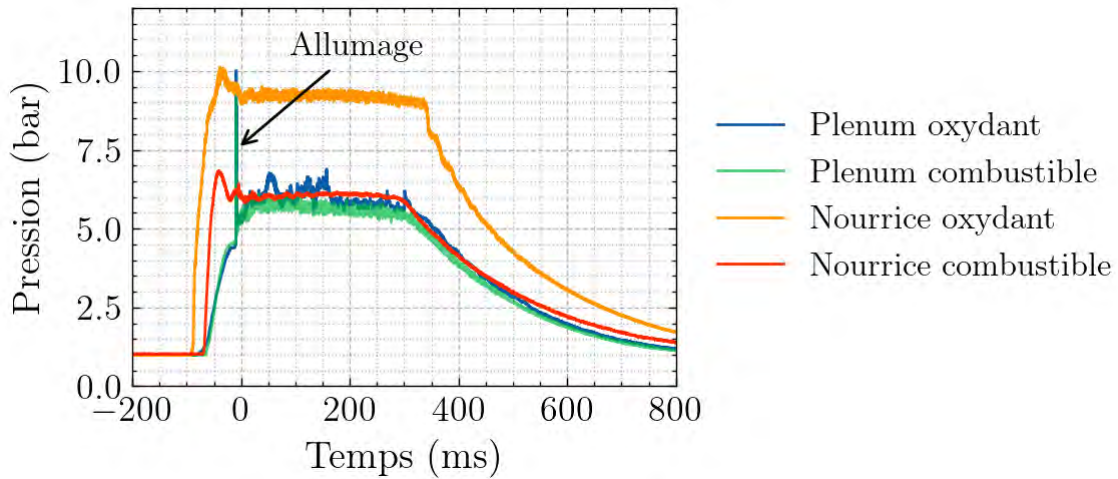


FIGURE 3.9 – Exemple de variation de la pression dans les nourrices et les plenums lors d'un essai  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 115 \text{ g/s}$ )

La pression dans la chambre a été mesurée sur la paroi extérieure à diverses positions par des capteurs haute fréquence (1 MHz) Kistler 603B (Fig. 3.10). Les capteurs sont installés à trois positions axiales (P1, P2 et P3) et trois positions azimutales (P2, P4 et P5) afin d'enregistrer les variations de pression au passage des fronts de détonation et d'identifier les régimes rotatifs ou pulsés. Les capteurs sont montés dans des supports en PEEK pour que les enregistrements de pression ne soient pas perturbés par les vibrations du banc.

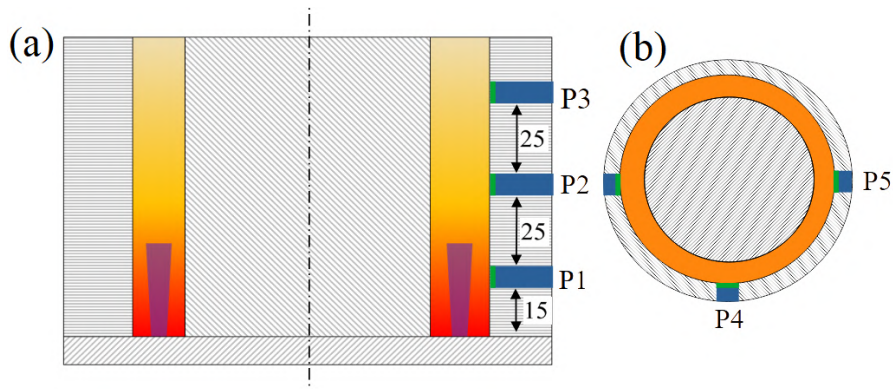


FIGURE 3.10 – Positions axiales (a) et azimutales (b) des capteurs de pression haute fréquence dans la RDC

Une couche de silicone haute température (en vert sur la figure 3.10) est déposée sur la surface sensible des capteurs pour les protéger de la chaleur des gaz brûlés. Canteins [193] a montré qu'une couche de silicone d'épaisseur supérieure à 5 mm amortit le signal de pression mesuré. L'épaisseur utilisée dans la présente étude était de 4 mm, et renouvelée tous les 3 essais pour toujours assurer une protection thermique suffisante. En effet, le passage répété des détonations sur le capteur dégrade très rapidement la couche protectrice en silicone.

Lors des essais avec une restriction, le capteur P3 était remplacé par un capteur Kistler 6031 permettant de mesurer la pression moyenne à une fréquence de 1 MHz. La figure 3.11 présente des enregistrements de pression et le spectrogramme associé lors d'un essai dans lequel une seule onde de détonation a été observée. Le spectrogramme présente les fréquences des signaux de pression au cours de l'essai et permet de détecter des changements du régime de fonctionnement.

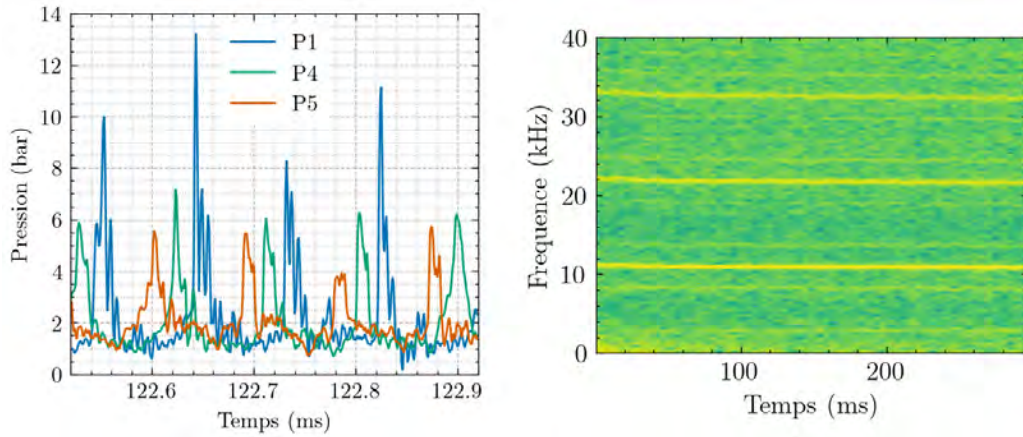


FIGURE 3.11 – Exemple d'enregistrements de la pression dans la chambre (a) et spectrogramme associé au capteur P1 (b) lors d'un essai  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 180$  g/s)

La fréquence  $f$  des signaux enregistrés par les capteurs de pression et le déphasage des signaux permettent de déterminer les régimes obtenus dans la chambre. La vitesse apparente de la détonation  $D$  est calculée à partir de la fréquence  $f$  et du nombre d'ondes  $n_{deto}$  à l'aide de la relation

$$D = \frac{2\pi r f}{n_{deto}}, \quad (3.6)$$

$r$  est le rayon de la trajectoire circulaire décrite par la détonation. Certains auteurs choisissent le rayon extérieur de la chambre, d'autres le rayon moyen, mais on pourrait aussi utiliser le rayon intérieur. Le choix de  $r$  est discuté dans la partie 5.2.1. Il est fixé a priori, et son incertitude faible, résultante de la fabrication mécanique, a un effet négligeable sur la celle de la vitesse de la détonation. Ainsi

$$\frac{\Delta D}{D} = \frac{\Delta f}{f} \quad (3.7)$$

La fréquence des signaux de pression est obtenue par transformée de Fourier rapide (FFT). Son incertitude est supposée égale à la résolution fréquentielle utilisée pour la FFT, soit

$$\Delta f = \frac{1}{\Delta t} \approx 3,3 \text{ Hz}, \quad (3.8)$$

dans laquelle  $\Delta t$  est le temps sur lequel la FFT est réalisée, soit 300 ms d'après la figure

3.9. La fréquence de passage d'une détonation dans la présente RDC est supérieure à 5 kHz, ainsi  $\Delta f/f < 0,1\%$ . Si le nombre de fronts de détonation change au cours de l'essai, c'est le mode de durée d'au moins 100 ms obtenu le plus tardivement qui est sélectionné. Si la fréquence  $f$  varie au cours de l'essai, sans modification du nombre de fronts c'est la valeur moyenne de  $f$  qui est utilisée. Dans cette étude, ces variations n'ont pas excéder 1% dans cette étude.

La combustion génère des radicaux excités qui sont par définition hors équilibre. Certains peuvent se désexciter spontanément en créant un photon d'une certaine longueur d'onde. C'est la chimiluminescence. Des caméras haute vitesse ont été installées sur le côté et en sortie de la chambre (Fig. 3.12) afin de capturer cette lumière. Pour les visualisations sur le côté, la paroi extérieure métallique de la RDC a été remplacée par une paroi transparente en quartz. Pour les visualisations en sortie, la caméra est protégée du jet de gaz brûlés par un hublot en quartz.

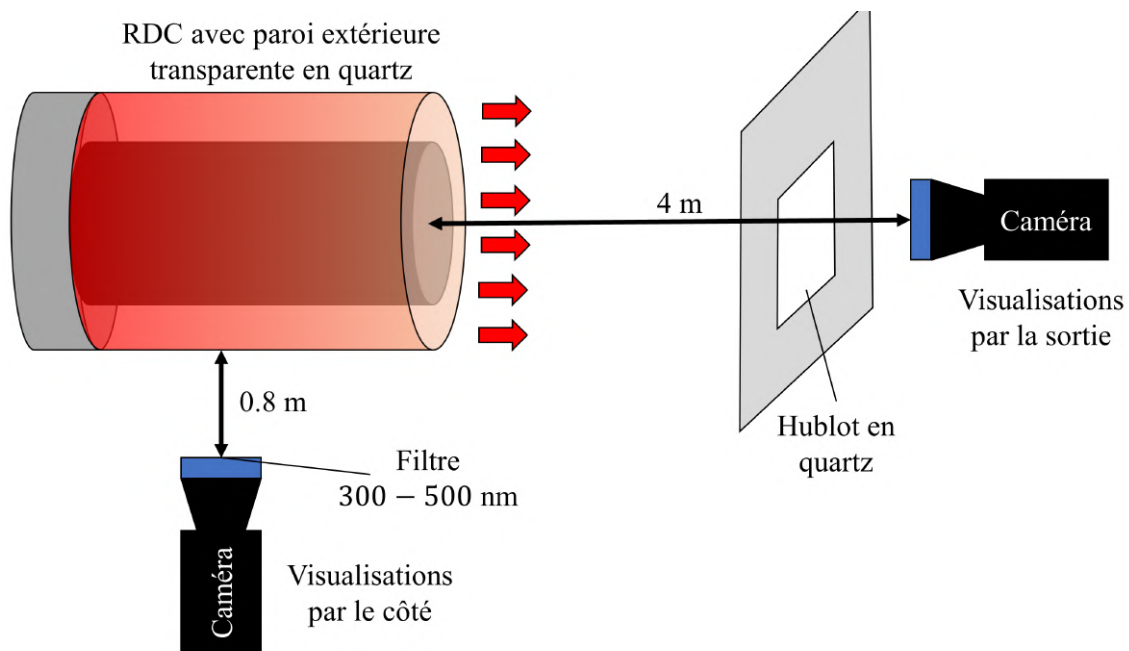


FIGURE 3.12 – Visualisations de la chimiluminescence par le côté et la sortie de la RDC

Les longueurs d'onde émises dépendent des espèces excitées et donc du combustible utilisé, soit  $H_2$ ,  $CH_4$  et  $C_2H_4$  ici. Pour le premier, l'absence de carbone implique que l'émission de lumière provient surtout du radical  $OH^*$ , à une longueur d'onde autour de 310 nm [194], c'est-à-dire dans l'ultraviolet (UV). Pour les hydrocarbures, les espèces émettrices sont majoritairement  $OH^*$ ,  $CH^*$ ,  $C_2^*$  et  $CO_2^*$  [195]. L'intensité de l'émission des radicaux dépend de la pression, mais il semble que celle des radicaux  $OH^*$  et  $CH^*$  soit majoritaire pour les longueurs d'ondes inférieures à 500 nm [196, 197]. Il faut noter qu'en plus de l'émission des radicaux, certaines espèces stables émettent aussi lors des



changements de leur niveau d'énergie de vibration ou de rotation. Cette émission se produit dans toute la chambre, à des longueurs d'onde plus élevées que l'émission de  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$ . Par exemple pour l' $\text{H}_2\text{O}$ , elles sont comprises entre 500 et 1000 nm environ pour les flammes  $\text{H}_2/\text{O}_2$  [194]. De plus, le quartz contient des espèces, telles que le potassium ou le sodium [130], qui, à hautes températures, peuvent rayonner dans le spectre visible. Un filtre 300-500 nm a été installé sur la caméra pour limiter l'impact de ces émissions parasites.

Deux caméras ont été utilisées, une Photron SA-Z pour le spectre visible et une Phantom TMX UV pour les spectres visible et UV proche. Les paramètres d'acquisition ont été modifiés en fonction de la caméra et des conditions d'essai, mais les ordres de grandeur sont : une résolution de 300  $\mu\text{m}/\text{px}$ , un temps de pause de 200 ns et une fréquence de 200 kHz. Pour les visualisations sur le côté, la caméra a été montée avec un objectif de 50 mm de focale et installée à 0,8 m de la chambre de combustion (Fig. 3.12). Lorsque la caméra a été installée face à la sortie de la RDC, elle se trouvait à 4 m du plan d'injection et était équipée d'un objectif de 100 mm de focale.

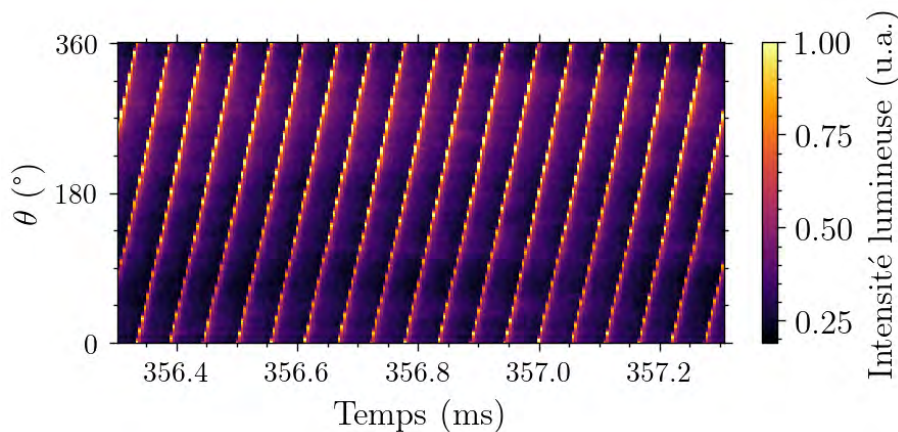


FIGURE 3.13 – Diagramme  $(\theta, t)$  des visualisations en sortie de chambre lors d'un essai avec le couple  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s)

Les visualisations de la chambre de combustion par la sortie ont été traitées en suivant la méthode utilisée par Bennewitz [132]. La circonférence est découpée en 200 éléments dans lesquels la lumière collectée dans l'espace annulaire est moyennée pour chaque instant. Cette procédure est répétée pour les images enregistrées pendant une durée de quelques ms afin de générer un diagramme d'intensité lumineuse dans le plan  $(\theta, t)$  (Fig. 3.13). Les lignes obliques correspondent alors aux trajectoires des fronts rotatifs. Une FFT 2D de l'image permet ensuite d'obtenir le nombre de fronts de détonation et leur fréquence de passage. La figure 3.14 montre le logarithme de l'amplitude de cette FFT. Les deux lignes en pointillés rouges représentent la rotation d'une onde acoustique dans les gaz brûlés. Ainsi, les points dans le cône formé par ces deux lignes rouges correspondent à des fronts

supersoniques en rotation. Pour cet exemple, deux ondes de détonation co-rotatives se propagent dans la chambre, et il ne semble pas y avoir de front contra-rotatif ni d'ondes acoustiques. Pour les visualisations sur le côté, les images instantanées ont été moyennées en repositionnant la détonation toujours à la même position (moyenne phasée).

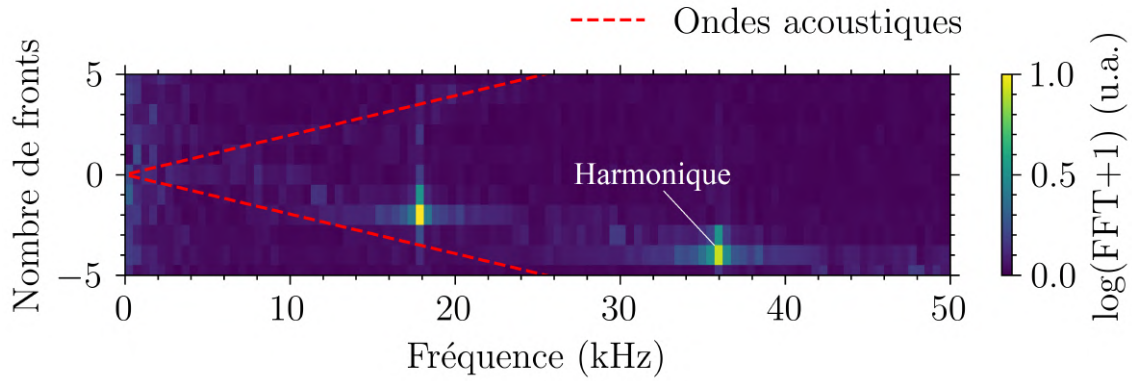


FIGURE 3.14 – FFT du diagramme  $(\theta, t)$  des visualisations en sortie de chambre lors d'un essai avec le couple  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160 \text{ g/s}$ )

## 3.2 Code de calcul

### 3.2.1 Équations de bilan pour les écoulements réactifs compressibles

Cette étude s'intéresse à l'écoulement dans un RDE alimenté uniquement par des gaz considérés comme un milieu continu puisque le nombre de Knudsen est très inférieur à 1 ici. Le gaz est constitué de  $N$  espèces qui réagissent dans la chambre selon  $M_r$  réactions élémentaires. La force de gravité, les forces magnétiques et le transfert de chaleur par rayonnement sont négligés. L'écoulement réactif et compressible dans un RDE est décrit par les équations de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial \rho Y_k}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i Y_k}{\partial x_i} = -\frac{\partial \rho V_{k,i} Y_k}{\partial x_i} + \dot{\omega}_k, \quad (3.10)$$

$$\frac{\partial \rho u_j}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i}, \quad (3.11)$$

$$\frac{\partial \rho e_t}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i e_t}{\partial x_i} = -\frac{\partial P u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij} u_i}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ -\lambda_{cd} \frac{\partial T}{\partial x_i} + \rho \sum_{k=1}^N h_k Y_k V_{k,i} \right] \quad (3.12)$$

avec  $e_t = e + \frac{1}{2} u_j u_j = h - P/\rho + u_j u_j$  l'énergie totale et  $e$  l'énergie interne. Pour un fluide newtonien et avec l'hypothèse de Stokes, le tenseur des contraintes visqueuses  $\tau_{ij}$  s'écrit

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \mu \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij}, \quad (3.13)$$

où  $\delta_{ij}$  est le symbole de Kronecker, qui vaut 1 lorsque  $i = j$  et 0 sinon.

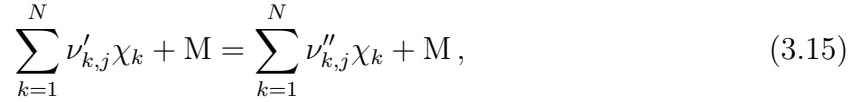
Le terme  $V_{k,i}$  qui apparaît dans les relations (3.10) et (3.12) est la vitesse relative de l'espèce  $\chi_k$  ( $k = 1, \dots, N$ ) par rapport à l'écoulement moyen, c'est-à-dire  $V_{k,i} = u_{k,i} - u_i$ . Cette différence est liée à la diffusion de l'espèce  $\chi_k$  dans le mélange de gaz et elle est évaluée ici à l'aide de la loi de Fick

$$Y_k V_{k,i} = -\mathcal{D}_k \frac{\partial Y_k}{\partial x_i} \quad (3.14)$$

où  $\mathcal{D}_k$  est le coefficient de diffusion de l'espèce  $\chi_k$ .

### 3.2.2 Modèle de cinétique chimique

L'équation (3.10) fait apparaître le taux de production  $\dot{\omega}_k$  de l'espèce  $\chi_k$ . Sa description nécessite un mécanisme détaillant la cinétique chimique. La réaction élémentaire  $j$  de ce mécanisme peut se mettre sous la forme condensée



où  $\nu'_{k,j}$  et  $\nu''_{k,j}$  sont respectivement les coefficients stœchiométriques des réactifs et des produits de la réaction, et  $M$  le troisième corps présent dans les réactions de dissociation et de recombinaison. Le taux de production de l'espèce  $\chi_k$  peut alors se mettre sous la forme

$$\dot{\omega}_k = \mathcal{M}_k \sum_{j=1}^{M_r} (\nu''_{k,j} - \nu'_{k,j}) q_j, \quad (3.16)$$

où  $\mathcal{M}_k$  est la masse molaire de l'espèce  $\chi_k$  et  $q_j$  le taux d'avancement de la réaction  $j$ , défini par

$$q_j = k_{f,j} [M] \prod_{k=1}^N [\chi_k]^{\nu'_{k,j}} - k_{b,j} [M] \prod_{k=1}^N [\chi_k]^{\nu''_{k,j}}, \quad (3.17)$$

avec  $[\chi_k]$  la concentration molaire de l'espèce  $\chi_k$ . Si  $M$  n'est pas présent dans la réaction  $j$ , alors  $[M] = 1$  dans l'équation (3.17). Les coefficients  $k_{f,j}$  et  $k_{b,j}$  sont respectivement les constantes de vitesse de la réaction  $j$  dans les sens direct et inverse. La première est calculée à partir d'une loi d'Arrhenius

$$k_{f,j} = A_j T^{b_j} \exp\left(-\frac{E_{a,j}}{RT}\right), \quad (3.18)$$

dont les coefficients  $A_j$ ,  $b_j$  et  $E_{a,j}$  sont des paramètres du mécanisme cinétique. La constante inverse  $k_{b,j}$  est obtenue à partir de la constante d'équilibre  $k_{eq,j} = k_{f,j}/k_{b,j}$ , qui dépend de la réaction et des propriétés thermodynamiques des espèces qui y sont présentes.

### 3.2.3 Modèles thermodynamiques

Les équations (3.9) à (3.12) sont fermées par l'ajout d'une loi d'état pour chaque espèce  $\chi_k$ , ici la loi des gaz parfaits

$$P_k = \rho_k r_k T, \quad (3.19)$$

avec  $P_k$  la pression partielle et  $r_k = R/\mathcal{M}_k$  la constante spécifique de l'espèce  $\chi_k$ . Pour le mélange, on a donc par sommation des équations (3.19)

$$P = \rho r T, \quad (3.20)$$

avec

$$r = \sum_{k=1}^N Y_k r_k \quad (3.21)$$

la constante spécifique du mélange.

Les enthalpies sont calculées à partir des capacités calorifiques à pression constante  $c_{p,k}(T)$  et des enthalpies de référence  $h_k^{ref}$  (à la pression  $P^{ref} = 1$  bar et la température  $T^{ref} = 298,15$  K) selon

$$h_k(T) = h_k^{ref} + \int_{T^{ref}}^T c_{p,k} d\mathcal{T} \quad (3.22)$$

Dans CEDRE, la dépendance à la température des  $c_{p,k}$  est donnée par des polynômes de la forme

$$c_{p,k}(T) = \sum_{\alpha=0}^7 a_{\alpha,k} T^\alpha, \quad (3.23)$$

avec  $a_{\alpha,k}$  les coefficients du polynôme. Les coefficients  $a_{\alpha,k}$  des capacités calorifiques, les enthalpies et entropies de référence  $h_k^{ref}$  et  $s_k^{ref}$  sont tabulés dans CEDRE à partir des données thermodynamiques disponibles avec le mécanisme cinétique GRI-Mech 3.0 [52]. L'énergie interne est ensuite obtenue à partir de  $e = h - P/\rho$ .

Les coefficients de diffusion des espèces  $\mathcal{D}_k$  et de conduction de la chaleur  $\lambda_{cd}$  présents dans les relations (3.14) et (3.12) sont obtenus en supposant que les nombres de Schmidt  $Sc_k = \mu/(\rho\mathcal{D}_k)$  et de Prandtl  $Pr_k = \mu c_{p,k}/\lambda_{cd,k}$  sont constants. La conductivité thermique du mélange  $\lambda_{cd}$  est ensuite calculée avec

$$\lambda_{cd} = \frac{1}{2} \left[ \sum_{k=1}^N Y_k \lambda_{cd,k} + \left( \sum_{k=1}^N \frac{Y_k}{\lambda_{cd,k}} \right)^{-1} \right]. \quad (3.24)$$

La viscosité  $\mu_k$  de l'espèce  $\chi_k$  est calculée à partir de la loi de Sutherland [198]

$$\mu_k(T) = \mu_{k,0} \left( 1 + \frac{T_1}{T_0} \right) \frac{T}{T_1 + T} \sqrt{\frac{T}{T_0}}, \quad (3.25)$$

dans laquelle les valeurs de  $\mu_{k,0}$ ,  $T_0$  et  $T_1$  sont tabulées pour chaque espèce. La viscosité du mélange est ensuite calculée à l'aide de la moyenne de Wilke [199]

$$\mu = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{2\sqrt{2}X_i\mu_i\sqrt{1+\mathcal{M}_i/\mathcal{M}_j}}{X_j(1+\sqrt{\mu_i/\mu_j}\sqrt[4]{\mathcal{M}_j/\mathcal{M}_i})^2}. \quad (3.26)$$

avec  $X_i$  la fraction molaire de l'espèce  $i$ .

### 3.2.4 Filtrage des équations de Navier-Stokes

Les équations de Navier-Stokes sont résolues ici en divisant le domaine fluide de volume  $V$  en une somme d'éléments  $\Omega_i$  de volume  $\mathcal{V}_i$ , appelés mailles dans la suite. La taille minimale des mailles est liée à la plus petite échelle de l'écoulement qu'il serait nécessaire de résoudre.

Le nombre de Reynolds (3.27) permet d'évaluer le rapport entre les forces d'inertie et les forces de dissipation visqueuse. Ce nombre adimensionnel est défini à partir de la vitesse  $u_l$  et de la dimension  $l$ , caractéristiques du cisaillement

$$Re = \frac{\rho u_l l}{\mu} \quad (3.27)$$

Lorsque  $Re$  dépasse une certaine valeur limite, le terme non-linéaire  $\frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_i}$  de la relation (3.11) devient prépondérant, ce qui génère une large gamme d'échelles (tourbillons). L'écoulement est turbulent.

Richardson [200] a proposé une première description de la turbulence homogène et isotrope, schématisée sur la figure 3.15. Dans cette théorie, de gros tourbillons de taille caractéristique  $l$  (appelée échelle intégrale) sont d'abord créés à l'échelle de l'écoulement moyen. Ils sont instables et se brisent en de plus petits tourbillons tout en conservant l'énergie initiale. En effet, les gros tourbillons ont des Reynolds élevés, les forces visqueuses sont donc incapables de dissiper une fraction significative de l'énergie des grandes échelles. Les tourbillons plus petits créés sont aussi instables, ils se brisent à leur tour en de plus petites structures. Cette diminution de l'échelle des tourbillons, appelée cascade turbulente, continue jusqu'à atteindre une échelle critique, appelée échelle dissipative, en dessous de laquelle les forces visqueuses dissipent une fraction non négligeable de l'énergie des tourbillons.

Cette échelle critique, notée  $\eta$ , est donc celle dont la résolution est nécessaire dans des simulations directes (DNS) sans aucun modèle supplémentaire pour la turbulence. Pour l'évaluer, Kolmogorov [201] a d'abord supposé que la statistique des mouvements turbulents à l'échelle  $\eta$  ne dépend que de la viscosité  $\nu$  et du taux moyen de dissipation  $\epsilon$ .

Il a ensuite proposé l'existence d'une gamme d'échelles intermédiaires comprise entre les échelles intégrale  $l$  et dissipative  $\eta$ , dites échelles inertielles, dont la statistique ne dépend plus que de  $\epsilon$ . Ainsi, par analyse dimensionnelle, et en supposant que le taux de dissipation est le même entre les trois échelles, il vient

$$\frac{l}{\eta} \sim Re^{3/4} \quad (3.28)$$

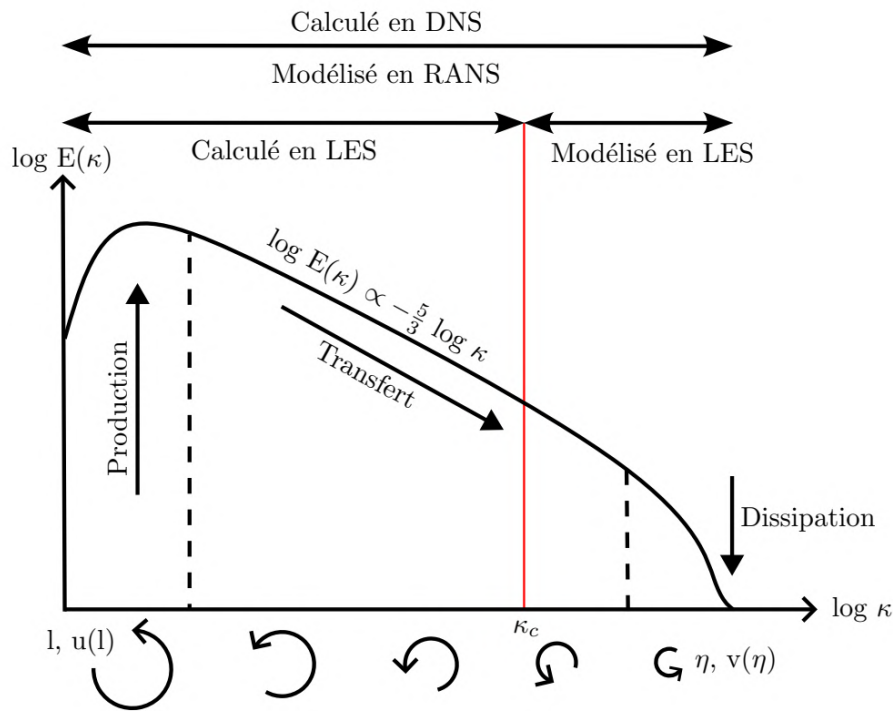


FIGURE 3.15 – Cascade d'énergie turbulente et échelles caractéristiques [202]

Cette description est en général confirmée par des observations expérimentales [203] (Fig. 3.16), au cours desquelles la gamme d'échelles observée augmente avec  $Re$ .

Pour un maillage 3D dont le volume  $V$  est formé de cubes d'arête  $\Delta x$ , la capture des plus grandes et des plus petites échelles requiert  $V > l^3$  et  $\Delta x < \eta$ , soit

$$\mathcal{N} > Re^{9/4}, \quad (3.29)$$

avec  $\mathcal{N}$  le nombre de mailles.

Dans la plupart des applications industrielles (RDE compris),  $Re \sim 10^5 - 10^6$ , soit  $\mathcal{N} \sim 10^{11} - 10^{13}$  mailles. Un tel raffinement est inenvisageable à l'heure actuelle pour réaliser une DNS.

Pour contourner ce problème, deux approches sont en général considérées. La première,

est dite Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS). Elle consiste à résoudre uniquement l'écoulement moyen et de modéliser ses fluctuations à l'aide d'un modèle de turbulence. C'est l'approche dite Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS). Les modèles RANS sont bien adaptés à la modélisation de cas canoniques (couche limite, couche de mélange) mais ne sont pas fiables dans les cas d'écoulements complexes, tels que ceux rencontrés dans les RDEs.

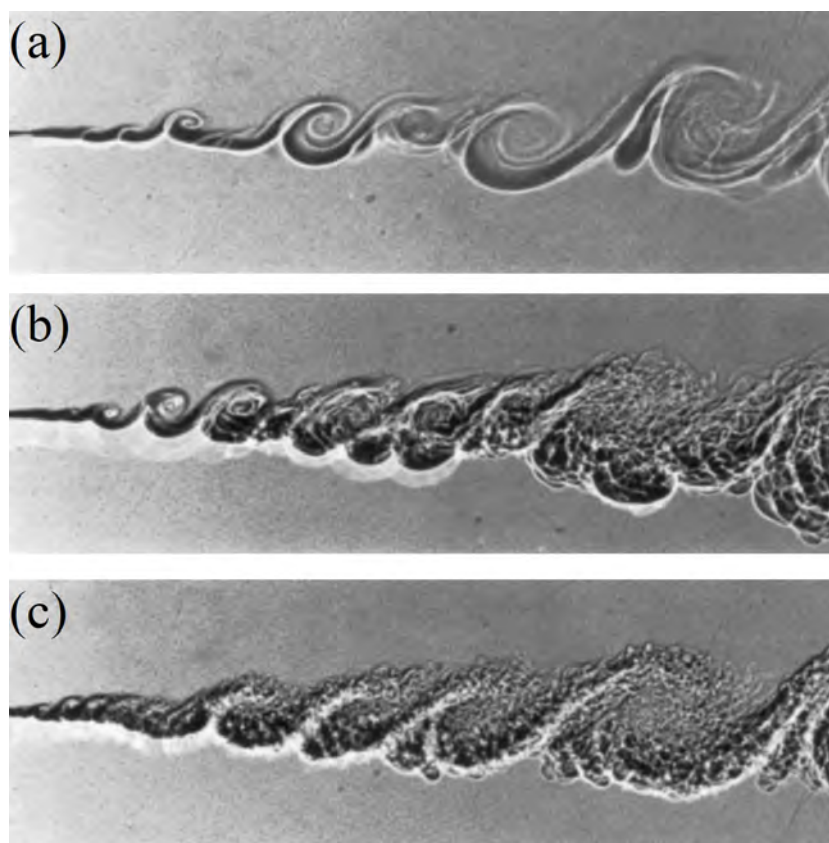


FIGURE 3.16 – Ombroscopie d'une couche de mélange  $N_2/He$ , avec  $Re_a < Re_b < Re_c$  [203]

C'est pourquoi nous avons retenu dans notre étude la deuxième approche dite Large Eddy Simulation (LES). Elle consiste à résoudre uniquement les grandes échelles, tandis que les plus petites sont modélisées. Elle est pertinente car les grandes échelles sont généralement très dépendantes de la configuration étudiée, tandis que les plus petites ont des propriétés plus facilement généralisables. Il faut néanmoins s'assurer que toutes les échelles intégrales et une partie des échelles inertielles sont résolues, ce qui mène à des maillages plus raffinés et donc à des coûts de calcul plus importants qu'en RANS.

Le filtrage d'une variable  $\phi$  jusqu'à une échelle  $\Delta$  est réalisé à l'aide d'un noyau de convolution  $G_\Delta$ , soit



$$\bar{\phi}(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi(r) G_{\Delta}(x-r) dr \quad (3.30)$$

Dans le code CEDRE de l'ONERA, utilisé dans notre étude, la coupure est implicite puisque c'est la taille de la discrétisation du maillage qui filtre les échelles, c'est-à-dire que  $\Delta \approx \Delta x$ . Il y a deux manières de décomposer une variable entre sa partie résolue et filtrée. La première est appelée moyenne de Reynolds et est définie par

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' , \quad (3.31)$$

où  $\bar{\phi}$  est la partie résolue et  $\phi'$  la partie filtrée. Pour les écoulements compressibles, il est pratique d'utiliser la moyenne de Favre, définie comme

$$\phi = \tilde{\phi} + \phi'' \quad (3.32)$$

avec

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\phi \rho}}{\bar{\rho}} \quad (3.33)$$

En appliquant les décompositions de Reynolds et de Favre aux équations (3.9), (3.10), (3.11) et (3.12), il vient les équations de Navier-Stokes filtrées qui peuvent se mettre sous la forme

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 , \quad (3.34)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}_k}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}_k}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ -\bar{\rho} \overline{V_{k,i} Y_k} - \bar{\rho} \left( \tilde{u}_i \tilde{Y}_k - \tilde{u}_i \tilde{Y}_k \right) \right] + \bar{\omega}_k , \quad (3.35)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_j}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_i} = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \bar{\tau}_{ij} - \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{u}_j - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \right] , \quad (3.36)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \tilde{e}_t}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{e}_t}{\partial x_i} = -\frac{\partial \bar{P} u_i}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij} u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_i} \left[ \bar{q}_i - \bar{\rho} (\tilde{u}_i \tilde{e}_t - \tilde{u}_i \tilde{e}_t) \right] \quad (3.37)$$

avec

$$\bar{q}_i = \overline{\lambda_{cd} \frac{\partial T}{\partial x_i}} - \overline{\rho \sum_{k=1}^N h_k Y_k V_{k,i}} \quad (3.38)$$

$$\bar{\tau}_{ij} \approx \mu(\tilde{T}, \tilde{Y}_k) \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) - \mu(\tilde{T}, \tilde{Y}_k) \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \quad (3.39)$$

L'application du filtre fait apparaître des moments inconnus d'ordre deux ou plus. En supposant la fluctuation de viscosité négligeable et puisque les  $S_{c_k}$  sont constants, les

termes  $\overline{\rho V_{k,i} Y_k}$  et  $\overline{\rho \sum_{k=1}^N h_k Y_k V_{k,i}}$  des équations (3.35) et (3.37) s'écrivent comme

$$\overline{\rho V_{k,i} Y_k} \approx -\frac{\bar{\mu}}{Sc_k} \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i}, \quad (3.40)$$

$$\overline{\rho \sum_{k=1}^N h_k Y_k V_{k,i}} \approx -\sum_{k=1}^N \tilde{h}_k \frac{\bar{\mu}}{Sc_k} \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (3.41)$$

De même, pour la pression, le tenseur des contraintes visqueuses et la conduction de la chaleur, on suppose que

$$\frac{\partial \overline{P u_i}}{\partial x_i} \approx \frac{\partial \overline{P} \tilde{u}_i}{\partial x_i}, \quad (3.42)$$

$$\frac{\partial \overline{\tau_{ij} u_i}}{\partial x_j} \approx \frac{\partial \overline{\tau_{ij}} \tilde{u}_i}{\partial x_j}, \quad (3.43)$$

$$\lambda_{cd} \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \approx \lambda_{cd}(\tilde{Y}) \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i}. \quad (3.44)$$

Le terme  $\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j$ , appelé tenseur de Reynolds, apparaît à côté du tenseur des contraintes visqueuses  $\overline{\tau_{ij}}$  dans la relation (3.36). Ainsi, par analogie avec  $\overline{\tau_{ij}}$  (3.13), on définit une viscosité de sous-maille  $\mu_{sgs}$  qui modélise le transport turbulent dû aux échelles filtrées afin de calculer le tenseur de Reynolds (hypothèse de Boussinesq [204]). En posant le tenseur des taux de déformation résolus

$$\widetilde{S}_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right), \quad (3.45)$$

il vient

$$\bar{\rho} (\widetilde{u_i u_j} - \tilde{u}_i \tilde{u}_j) \approx -2\mu_{sgs} \left( \widetilde{S}_{ij} - \frac{1}{3} \widetilde{S}_{kk} \right). \quad (3.46)$$

La définition de  $\mu_{sgs}$  dépend du modèle de sous-maille choisi. Le modèle de Smagorinsky [205] permet d'écrire

$$\mu_{sgs} = \bar{\rho} (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \widetilde{S}_{ij} \widetilde{S}_{ij}}, \quad (3.47)$$

et sera utilisé dans cette étude, avec  $C_s = 0,1$  [206, 207]. Les études numériques de Gaillard [208] et Stempf et al. [147] indiquent que le modèle de sous-maille influence peu l'écoulement dans un RDE.

En utilisant la même analogie pour les termes  $\widetilde{u_i Y_k} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_k$  et  $\widetilde{u_i e_t} - \tilde{u}_i \tilde{e}_t$ , on définit les

nombres de Schmidt et de Prandtl de sous-maille, notés  $Sc_{sgs}$  et  $Pr_{sgs}$ , par

$$Sc_{sgs} = \frac{\mu_{sgs}}{\bar{\rho}D_{sgs}}, \quad (3.48)$$

$$Pr_{sgs} = \frac{\mu_{sgs}c_p(\tilde{T})}{\lambda_{sgs}}, \quad (3.49)$$

avec  $Sc_{sgs} = Pr_{sgs} = 0,9$  ici. D'où

$$\widetilde{u_i Y_k} - \tilde{u}_i \tilde{Y}_k \approx -\frac{\mu_{sgs}}{\bar{\rho}Sc_{sgs}} \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (3.50)$$

$$\widetilde{u_i e_t} - \tilde{u}_i \tilde{e}_t \approx -\frac{c_p \mu_{sgs}}{\bar{\rho}Pr_{sgs}} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} - \sum_{k=1}^N \frac{\mu_{sgs}}{\bar{\rho}Sc_{sgs}} \tilde{h}_k \frac{\partial \tilde{Y}_k}{\partial x_i} \quad (3.51)$$

Le taux de production des espèces  $\dot{\omega}_k$  (3.16) est une fonction des variables non-filtrées, notamment via la relation fortement non-linéaire (3.18). Pour simplifier la simulation, on fait l'hypothèse de quasi-laminarité de la combustion, habituellement utilisée pour la simulation des RDCs [146, 147, 209-214]

$$\overline{\dot{\omega}_k}(P, T, Y_k) \approx \dot{\omega}_k(\tilde{P}, \tilde{T}, \tilde{Y}_k). \quad (3.52)$$

L'effet des fluctuations non capturées par le calcul est ainsi négligé. La détonation est principalement perturbée par les hétérogénéités des gaz frais, l'hypothèse (3.52) a donc une influence limitée sur la détonation, phénomène principal étudié ici. Cette simplification entraîne néanmoins une erreur non négligeable dans la description des fronts de déflagration. Les résultats concernant les pertes par déflagration doivent donc être utilisés avec précaution.

### 3.2.5 Discrétisation des équations de Navier-Stokes

Les équations (3.34)-(3.37) sont réécrites sur une maille  $\Omega_i$ , de volume  $\mathcal{V}_i$  et de frontière  $\Sigma_i$ , en utilisant le théorème de Green-Ostrogradski

$$\int_{\mathcal{V}_i} \frac{\partial \mathbf{q}}{\partial t} d\mathcal{V}_i + \int_{\Sigma_i} \mathcal{F} \cdot \mathbf{n} d\Sigma_i = \int_{\mathcal{V}_i} \mathcal{S} d\mathcal{V}_i, \quad (3.53)$$

avec  $\mathbf{q}$  le vecteur des variables conservatives,  $\mathcal{F}$  la densité de flux et  $\mathcal{S}$  le vecteur des termes sources.

Le code CEDRE utilise la méthode de volumes finis, qui consiste à calculer le flux intégral  $\int_{\Sigma_i} \mathcal{F} \cdot \mathbf{n} d\Sigma_i$  de la cellule  $\Omega_i$  comme la somme des flux sur chaque face limite

$j$ . CEDRE suit l'approche "maille-centrée" (cell-centered), dans laquelle les volumes de contrôle coïncident avec les cellules du maillage et l'état de l'écoulement est défini au centre de maille. Les thèses de Le Terrier [215] et Haider [216] proposent plus de détails sur les méthodes numériques du code CEDRE. On obtient finalement sous forme semi-discrète

$$\frac{\partial \mathbf{q}_i}{\partial t} + \frac{1}{V_i} \sum_j \mathcal{F}_{ij} \cdot \mathbf{n}_j \Sigma_{ij} = \mathbf{S}_i. \quad (3.54)$$

Les quantités  $\mathbf{q}_i$  et  $\mathbf{S}_i$  sont définies au centre de gravité de la cellule, tandis que  $\mathcal{F}_{ij}$  doit être évalué à la frontière de celle-ci à l'aide d'un schéma de discrétisation spatiale. On sépare les flux en deux contributions, avec les flux visqueux  $\mathcal{F}_\mu$  et les flux convectifs  $\mathcal{F}_e$ . Les premiers sont évalués à l'aide d'un schéma d'ordre 2. En présence de fortes discontinuités dans l'écoulement d'un RDE (choc, détonation), l'évaluation des flux  $\mathcal{F}_e$  nécessite la résolution d'un problème de Riemann à la frontière entre deux cellules. Le code CEDRE offre plusieurs solveurs de Riemann.

Un problème de Riemann est un problème aux valeurs initiales, composé de deux états initiaux uniformes séparés par une discontinuité, et régi par un système d'équations hyperboliques. La discontinuité est la face de la cellule qui sépare les états gauche ( $G$ ) et droit ( $D$ ) et le système est ici régi par les équations d'Euler. La structure de la solution d'un problème de Riemann est présentée sur la figure 3.17. Trois ondes sont présentes, les ondes  $G$  et  $D$  peuvent être des chocs ou des faisceaux de détente, l'onde du centre est toujours une surface de contact. Le schéma HLLC (Harten-Lax-van Leer avec Contact) [217] permet d'évaluer le flux à l'interface en fonction des vitesses des ondes  $G$  et  $D$ .

Un schéma d'ordre élevé nécessite la connaissance des états des deux côtés de la face. Or, seuls les états aux centres des cellules sont connus, il faut donc passer par une étape de reconstruction. On utilisera dans cette étude la méthode MUSCL multipente d'ordre 2 adaptée aux maillages 3D non structurés [218], laquelle consiste à reconstruire les valeurs aux faces à partir de gradients dédiés à chaque face. Le limiteur de Van Leer [219] est appliqué pour assurer la stabilité (Total Variation Diminishing) de la reconstruction.

Une fois les flux évalués, il faut intégrer en temps l'équation (3.54), que l'on peut écrire comme,

$$\frac{\partial \mathbf{q}_i}{\partial t} = \mathbf{g}(\mathbf{q}_i) + \mathbf{h}(\mathbf{q}_i) \quad (3.55)$$

Les fonctions  $\mathbf{g}$  et  $\mathbf{h}$  représentent les termes raides et non raides, soit ici le taux de production des espèces pour  $\mathbf{g}$ , et tous les autres pour  $\mathbf{h}$ . Deux schémas d'intégration ont été utilisés dans cette étude. Le premier est le schéma d'Euler implicite dans lequel les

termes raides et non raides sont traités de la même façon selon la relation

$$\mathbf{q}_i^{n+1} \approx \mathbf{q}_i^n + \Delta t \frac{\partial \mathbf{q}_i^{n+1}}{\partial t} = \mathbf{q}_i^n + \Delta t [\mathbf{g}(\mathbf{q}_i^{n+1}) + \mathbf{h}(\mathbf{q}_i^{n+1})] \quad (3.56)$$

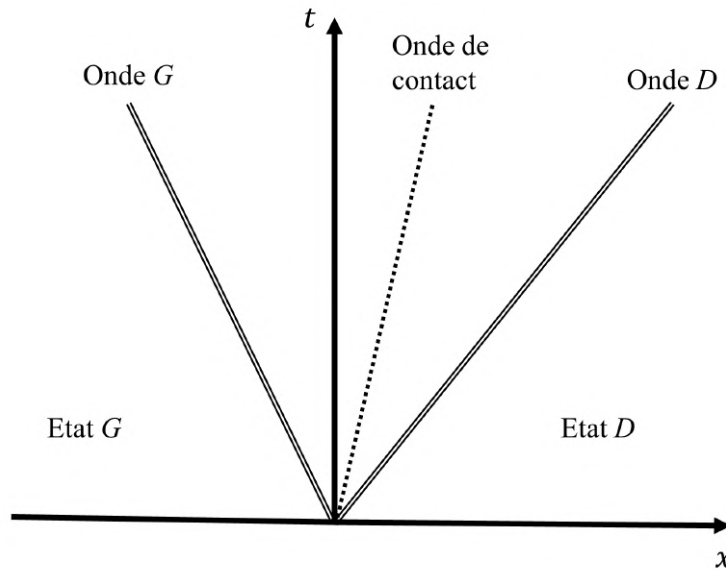


FIGURE 3.17 – Structure de la solution d'un problème de Riemann dans le plan  $(x,t)$

L'apparition de  $\mathbf{q}_i^{n+1}$  dans le membre de droite implique la résolution d'un système linéaire, réalisée avec la méthode itérative GMRES [220] ici. Ce schéma d'intégration d'ordre 1 a comme avantage une bonne stabilité numérique, mais l'évaluation de la matrice jacobienne du membre de droite de (3.56) et la résolution du système linéaire peut être coûteuse. C'est pourquoi nous avons aussi utilisé le schéma semi-implicite ASIRK-2C proposé par Zhong [221]. Son principe est d'intégrer implicitement uniquement les termes raides, ce qui limite le coût de calcul. L'intégration est réalisée à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta additive d'ordre 2. Ainsi, la méthode ASIRK-2C est d'ordre global 2 et a un coût inférieur à la méthode d'Euler implicite d'ordre 1. La condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL)

$$\text{MIN}_i \left( \frac{\|\tilde{\mathbf{u}}_i\| + \tilde{c}_i}{\Delta x_i} \right) \Delta t = CFL < 1 \quad (3.57)$$

garantit la stabilité du schéma d'intégration ASIRK-2C. La condition  $CFL = 0,7$  a été appliquée dans nos calculs.

### 3.2.6 Cas de validation

Gaillard [208] a réalisé une série de simulations de détonations et de flammes 1D planes pour un mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$  afin de définir les paramètres numériques optimaux dans CEDRE. Dans la présente étude, nous avons utilisé ces paramètres pour nos calculs 3D de RDC avec des mélanges  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  et  $\text{H}_2/\text{O}_2$ . A titre de validation, des calculs préliminaires de détonations et de flammes se propageant dans des canaux cylindriques 3D ont été effectués avec des maillages tétraédriques non structurés.

Reproduire la structure cellulaire 3D réelle des fronts de détonation (Sous-sect. 2.2.2) nécessite l'utilisation de méthodes numériques d'ordre élevé et un maillage très fin, permettant de résoudre la zone d'induction pour une large plage de vitesse de choc. De plus, les résultats numériques sur les structures cellulaires sont très sensibles à la dimensionnalité, aux méthodes numériques et au mécanisme cinétique [222, 223]. Pour les conditions très diverses observées dans une RDC, avec en particulier la présence simultanée de détonations et de déflagrations, il faut au moins utiliser un mécanisme détaillé de cinétique chimique. Ces contraintes font que la simulation de la structure cellulaire de la détonation par des moyens disponibles n'est pas possible actuellement dans une RDC sans maillage adaptatif. Néanmoins, ce niveau de détail n'est pas forcément nécessaire pour décrire correctement l'état derrière la détonation et sa vitesse de propagation. Ainsi, cette partie présente des calculs utilisant des maillages et des méthodes numériques représentatifs des simulations de RDCs réalisées par la suite.

Nous définissons la taille  $\Delta_{3D,i}$  d'une maille  $\Omega_i$  de volume  $\mathcal{V}_i$  et de surface  $\Sigma_{ij}$  par

$$\Delta_{3D,i} = \frac{6\mathcal{V}_i}{\sum_j \Sigma_{ij}}. \quad (3.58)$$

Le domaine de calcul pour la simulation de détonations et de flammes laminares est un tube de 40 mm de long et de diamètre  $d/\Delta_{3D} = 30$ .

La validation du cas de détonation a consisté à se placer dans un repère mobile dans lequel la détonation se propage à environ 500 m/s. Cela permet de simuler la détonation dans un domaine de calcul de faible dimension pendant un temps suffisant pour l'établissement du régime de propagation. Le tube est rempli de produits de combustion à l'état CJ dont la vitesse matérielle relative sera donc  $u_{\text{CJ}} + 500$  m/s et une condition supersonique sortante est appliquée à la sortie du tube. Les gaz frais sont injectés par l'autre extrémité du tube à la vitesse  $D_{\text{CJ}} + 500$  m/s. L'intégration temporelle est réalisée avec le schéma d'Euler implicite et un pas de temps de 10 ns.

La figure 3.18 compare les profils de pression et de température d'une détonation plane  $\text{H}_2/\text{O}_2$  stœchiométrique initialement à 1 bar et 300 K, calculés selon le modèle ZND (Cantera [192] et librairie SDToolbox [224]), et obtenus par simulation avec le code CEDRE et un maillage 1D ( $\Delta x = 70 \mu\text{m}$ ), et avec deux maillages 3D tétraédriques ( $\Delta_{3D} = 35 \mu\text{m}$  et  $\Delta_{3D} = 70 \mu\text{m}$ ). Les calculs utilisent le mécanisme cinétique de Davidenko et al. [225]. Sur les figures, le choc est positionné en  $x = 0$  et pour les maillages 3D, chaque point correspond à une maille du calcul. Les simulations avec les maillages 3D conduisent à des profils de pression et de température équivalents à ceux du maillage 1D. Ils ne peuvent, contrairement au calcul ZND, capturer la zone d'induction derrière le choc. Le front de détonation étant plan, la vitesse de propagation de la détonation a été évaluée à l'aide du délai de passage du front entre plusieurs capteurs numériques. Les simulations CEDRE renvoient une vitesse de détonation de 2829 m/s, soit 0,2% inférieure à  $D_{\text{CJ}}$ , différence non significative. Les calculs instationnaires CEDRE peuvent donc relaxer vers la détonation idéale.

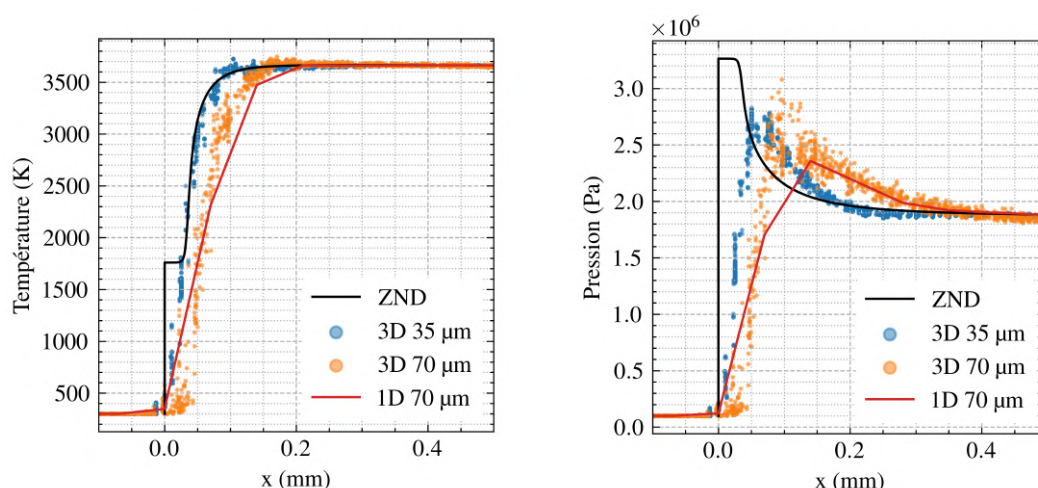


FIGURE 3.18 – Profils de température (à gauche) et de pression (à droite) d'une détonation dans le mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$  stœchiométrique à 1 bar et 300 K, calculés avec le mécanisme cinétique de Davidenko et al. [225] et plusieurs raffinements de maillage

Les comparaisons pour le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  stœchiométrique initialement à 1 bar et 300 K sont données sur la figure 3.19 avec le mécanisme cinétique de Laurent [226]. Ce mécanisme a été initialement mis au point pour des mélanges utilisés en conditions cryogéniques, nous donnons des éléments de validation pour nos conditions en annexe C. Les simulations CEDRE renvoient une vitesse de 2389 m/s, soit 0,6 % inférieure à  $D_{\text{CJ}}$ , différence encore non significative. Les calculs CEDRE pour ce mélange ne semblent pas pouvoir capturer la zone d'induction ZND, bien que cette zone soit sensiblement plus grande qu'une taille caractéristique de maille. Le choc et la zone réactive sont de fait confondus. Les conclusions sont donc les mêmes que pour le mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$ , néanmoins, il



faut souligner que physiquement, le mécanisme cellulaire 3D réel pour le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  est non adiabatique et inclus une participation du transport turbulent en aval du choc pour initier une partie des gaz frais ( $\sim 50\%$ ) [55-57].

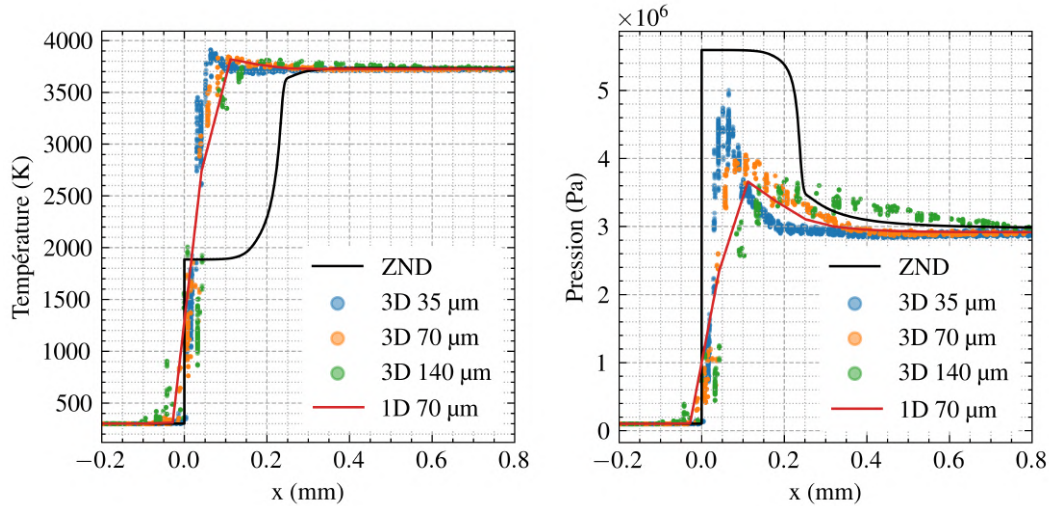


FIGURE 3.19 – Profils de température (à gauche) et de pression (à droite) d'une détonation dans le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  stœchiométrique à 1 bar et 300 K, calculés avec le mécanisme cinétique de Laurent [226] et plusieurs raffinements de maillage

La validation du cas de déflagration est similaire à celle de la détonation, mais avec un repère mobile dans lequel la déflagration se déplace à 20 m/s. Une condition non réfléchissante est imposée en sortie du domaine pour obtenir une pression de 1 bar dans le calcul. La figure 3.20 présente les profils de température et de fraction massique du combustible  $Y_{\text{CH}_4}$  dans une flamme laminaire prémélangée  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  pour différents maillages et le mécanisme de Laurent. Un calcul avec le logiciel CANTERA [192] avec ce mécanisme fournit une solution de référence. Comme pour la détonation, raffiner le maillage rend le profil plus raide, mais diminue la différence avec la solution de référence. La table 3.5 présente la vitesse de flamme laminaire  $S_L$  pour les quatre calculs. Le front de flamme étant plan dans CEDRE pour ce cas de validation,  $S_L$  a été calculée de la même manière que  $D_{\text{CJ}}$ . La vitesse de flamme est sensible à la diffusion numérique, puisque le maillage de 140  $\mu\text{m}$  surestime la vitesse de flamme de 30%. Néanmoins, les deux autres maillages plus fins reproduisent  $S_L$  correctement. Ces raffinements seront donc à privilégier dans les calculs de RDCs.



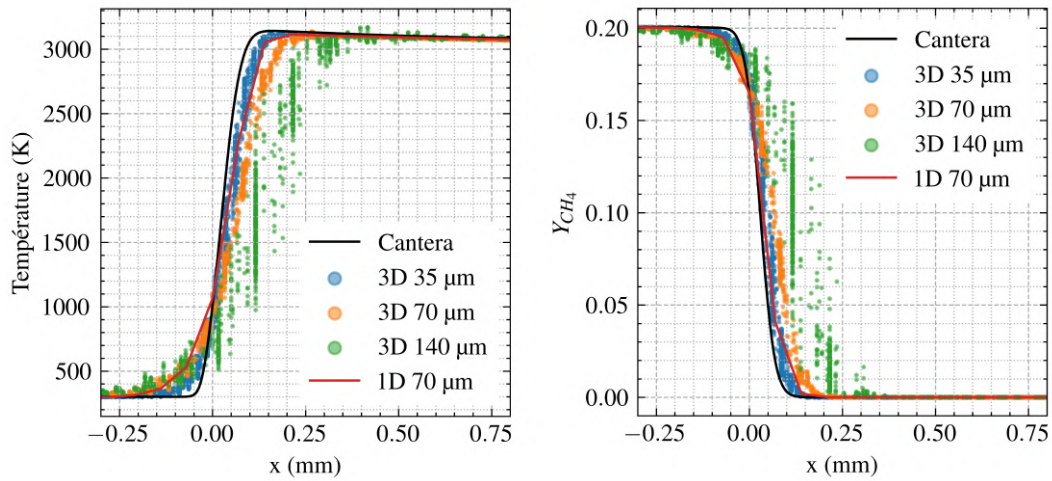


FIGURE 3.20 – Profils de température (à gauche) et de fraction massique de combustible  $Y_{CH_4}$  (à droite) d'une flamme laminaire dans le mélange  $CH_4/O_2$  stœchiométrique à 1 bar et 300 K, calculés avec le mécanisme cinétique de Laurent [226] et plusieurs raffinements de maillage

TABLE 3.5 – Vitesses de flamme laminaire dans le mélange stœchiométrique  $CH_4/O_2$  à 1 bar et 300 K obtenues avec Cantera et CEDRE, et le mécanisme cinétique de Laurent [226]

Cas	$S_L(m/s)$
Cantera	3,2
$\Delta_{3D} = 140 \mu m$	4,1
$\Delta_{3D} = 70 \mu m$	3,2
$\Delta_{3D} = 35 \mu m$	3,2



# Conception numérique d'un injecteur à prémélange partiel

---

## Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Injecteur à prémélange partiel</b>	<b>83</b>
4.1.1	Contexte et principe	83
4.1.2	Conception et optimisation	85
<b>4.2</b>	<b>Validations en conditions de fonctionnement de RDE</b>	<b>94</b>
4.2.1	Cas du mélange H <sub>2</sub> /O <sub>2</sub>	94
4.2.2	Cas du mélange CH <sub>4</sub> /O <sub>2</sub>	98

---

Ce chapitre porte sur la conception et l'optimisation numérique d'un système d'injection permettant la réalisation d'un prémélange partiel d'ergols avant leur injection dans une chambre de combustion à détonation rotative (RDC). Les outils numériques permettent d'optimiser la géométrie dès les étapes de préconception, l'approche numérique décrite dans ce chapitre est présentée en deux parties. La première porte sur la conception et l'optimisation de l'injecteur sous contraintes des dimensions de la chambre et des technologies de fabrication, la seconde sur la validation des capacités de l'injecteur dans des conditions de fonctionnement représentatives d'une RDC.

## 4.1 Injecteur à prémélange partiel

### 4.1.1 Contexte et principe

L'injecteur original de la RDC du banc RDE GAP est composé d'éléments de type triplet (Sous-sec. 2.3.3), soit. 3 orifices débouchant directement dans la chambre (Fig. 4.1). L'oxydant est injecté par l'orifice central de diamètre  $d_{ox} = 1,4$  mm et le combustible par deux orifices latéraux de diamètre  $d_f = 0,9$  mm, inclinés à 45° par rapport à l'axe de la RDC. Puisque cet injecteur ne comporte pas de préchambre, le mélange est réalisé uniquement

dans la RDC. Un total de 72 éléments d'injection sont répartis sur la circonférence de la RDC. Cet injecteur est ci-après appelé TRIPLET.

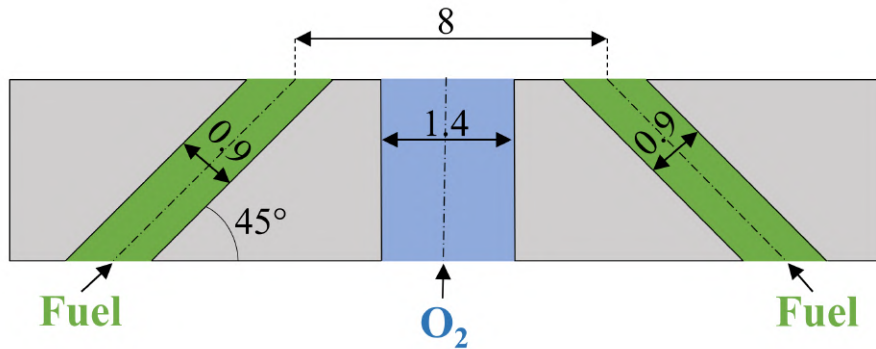


FIGURE 4.1 – Éléments d'injection TRIPLET. Dimensions en mm.

L'élément d'injection développé ici est un arrangement à 3 orifices, inspiré de l'élément IMP conçu et validé numériquement par Davidenko et Gaillard [208, 227]. L'élément IMP (Fig. 4.2) est constitué d'un orifice central (1) de diamètre  $d_f$  pour injecter le combustible et de deux ouvertures latérales (3) de hauteur  $L_2$  reliées aux plenums par des tubes (2) de diamètre  $d_{ox}$  pour injecter l'oxydant. L'espace inter-axe des fentes est noté  $2\delta$ . Les trois canaux se rejoignent dans une préchambre (4) de diamètre  $d_{inj}$  et de hauteur totale  $L_1$  dans laquelle les ergols sont mis en contact. Les réactifs partiellement prémélangés sont ensuite injectés dans la chambre. Cette géométrie n'implique pas l'utilisation de réservoir de prémélange, ce qui évite la remontée de la combustion en amont de la préchambre. L'injection axiale limite aussi la dilution des ergols avec les gaz brûlés. Les travaux numériques de Gaillard [208] ont montré que l'élément IMP améliore significativement la qualité du mélange dans une RDC  $H_2/O_2$  par rapport à un élément à 2 orifices (l'un pour le combustible, l'autre pour l'oxydant, comme en Sous-sec. 2.3.3).

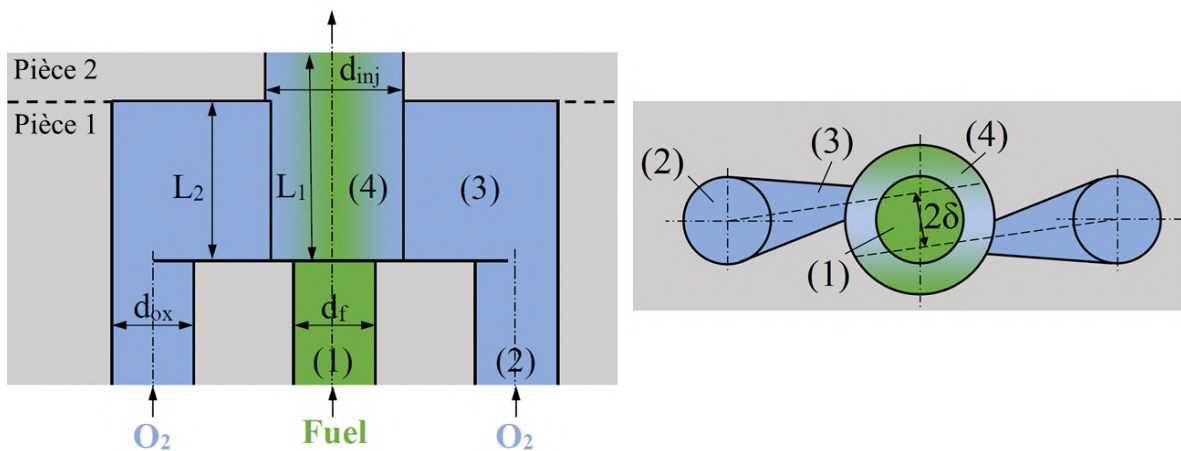


FIGURE 4.2 – Éléments d'injection IMP. A gauche : vue de côté, à droite : vue de dessus.

Cependant, cette configuration nécessite une fabrication en deux pièces ou additive.

Dans le premier cas, une pièce est constituée des canaux d'injection (1) et (2), et d'une cavité non fermée (3 et 4), et l'autre est une plaque perforée qui ferme la cavité et dont les orifices doivent s'ajuster parfaitement à la sortie de la préchambre. De plus, ces pièces sont soumises à des flux thermiques importants, et assurer l'étanchéité entre elles est difficile. Dans le second cas, la fabrication additive produit des surfaces internes de rugosité non négligeable et présente une précision insuffisante pour les tailles d'orifices considérées ( $\sim 1$  mm). La dispersion des sections d'injection entre les éléments pourrait résulter en une variation azimutale de la composition dans la RDC. Ces difficultés et risques ont motivé le développement d'un nouveau concept d'injecteur, nommé ITEM, décrit ci-après.

#### 4.1.2 Conception et optimisation

La conception de l'injecteur ITEM reprend le principe d'une préchambre alimentée par un triplet (Fig. 4.3). Les branches latérales sont des canaux cylindriques inclinés à  $45^\circ$  par rapport à l'axe de la chambre pour faciliter la fabrication. Ces canaux sont semi-impactants afin de maximiser l'interaction entre les jets. Comme pour IMP, l'espace inter-axe des jets latéraux est noté  $2\delta$ , la hauteur totale de la préchambre est notée  $L_1$  et les diamètres des orifices de l'oxydant, du combustible et de la préchambre sont respectivement notés  $d_{ox}$ ,  $d_f$  et  $d_{inj}$ . La hauteur  $L_2$  est la distance entre le fond de la préchambre et le point d'intersection  $\mathcal{A}$  des axes des deux canaux d'oxydant.

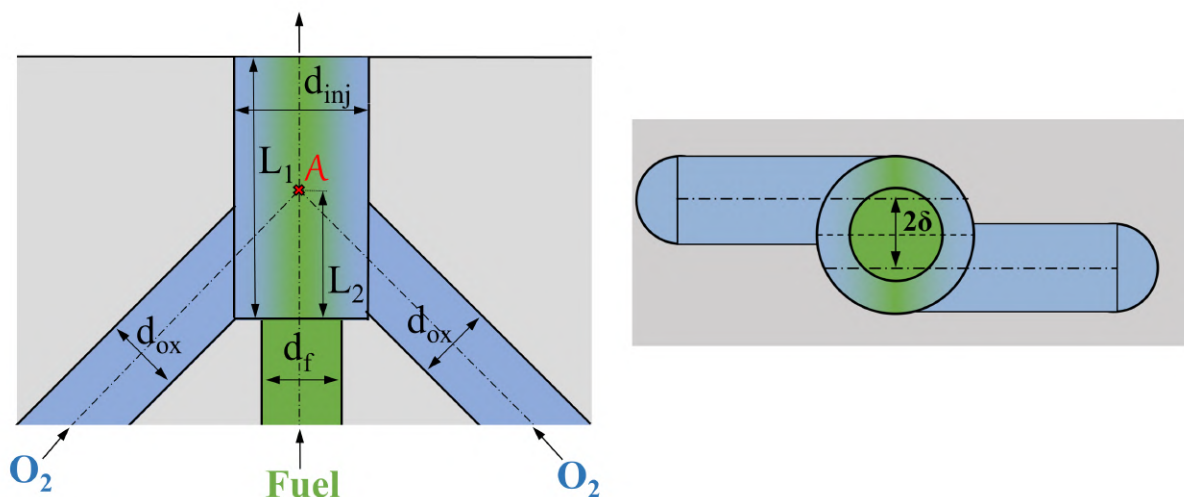


FIGURE 4.3 – Schéma de l'injecteur ITEM. A gauche : vue de côté, à droite : vue de dessus.

Les dimensions de la RDC étudiée sont adaptées à plusieurs mélanges (Sous-sect. 3.1.1). La présente étude porte sur les couples  $H_2/O_2$  et  $CH_4/O_2$  en vue de leur application à la propulsion spatiale. L'optimisation de la géométrie d'injection a été réalisée avec le couple

qui présente le plus grand risque de flashback et de stratification, soit  $H_2/O_2$  ici, compte tenu de son large domaine d'inflammation, des courts délais d'auto-inflammation et des masses molaires fortement différentes.

Les dimensions de la RDC fixées dans cette partie sont : espace annulaire  $e = 5$  mm, longueur totale  $L_i = L_e = 110$  mm. Il n'y a pas de restriction en sortie de chambre. Le rapport des surfaces d'injection  $A_{inj}$  et de la chambre  $A_{cmb}$  est fixé à  $A_{inj}/A_{cmb} = 0,2$  par comparaison avec de précédentes études [146, 228]. Le nombre d'éléments d'injection est fixé à  $n_{elmt} = 72$  comme pour l'injecteur TRIPLET. Cela implique un diamètre de préchambre  $d_{inj} = 2$  mm. Le rapport de sections de passage de canaux des deux ergols a ensuite été obtenu en imposant l'égalité des pressions et températures totales d'injection à la stœchiométrie afin d'éviter la stratification des ergols lors de l'injection derrière la détonation. Dans ce cas, pour une injection sonique (Sous-sect. 3.1.4), les relations isentropiques impliquent

$$\frac{A_f}{A_{ox}} = \frac{ER}{s_m} \sqrt{\frac{r_f}{r_{ox}} \frac{\gamma_{ox}}{\gamma_f}} \left( \frac{\gamma_f + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma_f + 1}{2(\gamma_f - 1)}} \left( \frac{\gamma_{ox} + 1}{2} \right)^{-\frac{\gamma_{ox} + 1}{2(\gamma_{ox} - 1)}} \approx 0,5. \quad (4.1)$$

Les indices  $f$  et  $ox$  font référence aux propriétés du combustible et de l'oxydant,  $A$  est la section des canaux d'injection et  $s_m$  est le rapport stœchiométrique massique qui vaut 0,126 pour le mélange  $H_2/O_2$ . Enfin, en imposant

$$A_{inj} = A_f + A_{ox}, \quad (4.2)$$

il vient  $d_f = d_{ox} \approx 1,2$  mm.

Le décalage  $\delta$  a été fixé à 0,4 mm afin que les jets latéraux remplissent au maximum la section de passage de la préchambre. Quatre configurations de l'élément ITEM ont été simulées successivement pour aboutir à la géométrie optimale ITEM\_5. La table 4.1 en donne les dimensions ainsi que celles de l'élément IMP.

TABLE 4.1 – Dimensions des éléments d'injection simulés

Configuration	$L_1$ (mm)	$L_2$ (mm)	$d_f$ (mm)	$d_{ox}$ (mm)	$\delta$ (mm)
IMP	3	4	1,2	1,2	0,262
ITEM_1	2	0,6	1,2	1,2	0,4
ITEM_2	5	2	1,2	1,15	0,4
ITEM_3	3	2	1,2	1,15	0,4
ITEM_4	3,8	1,8	1,2	1,15	0,4
ITEM_5	4,5	1,5	1,2	1,15	0,4

L'optimisation a été réalisée à l'aide de calculs LES 3D en régime établi de l'injection, qui consistent à simuler l'écoulement des deux ergols sans prendre en compte l'effet des gaz brûlés dans la chambre. Pour limiter le nombre de mailles tout en captant une partie des échelles turbulentes, un seul élément d'injection a été simulé ici (Fig. 4.4), avec des conditions de périodicité sur ses bords. Zhao et al. [229] ont montré que de tels calculs, simulant l'ensemble de la RDC ou 5 éléments d'injection uniquement, donnent des mélanges équivalents.

Dans notre étude, le débit est imposé à l'entrée des canaux d'injection de chaque réactif pour obtenir un flux de masse de  $150 \text{ kg/m}^2/\text{s}$  dans la chambre, soit un débit total de  $\dot{m} = 170 \text{ g/s}$ . La température totale d'injection des ergols est fixée à  $300 \text{ K}$ . La pression en sortie de RDC est fixée à  $1,6 \text{ bar}$  afin de prendre en compte l'augmentation de la pression moyenne dans la chambre lors d'un essai réactif. La valeur  $1,6 \text{ bar}$  provient de calculs préliminaires 2D de la RDC en fonctionnement dans laquelle l'injection était prémélangée (Ann. B). Les parois de la chambre sont considérées adiabatiques et non glissantes. L'intégration temporelle est réalisée avec le schéma d'Euler implicite et un pas de temps de  $30 \text{ ns}$ .

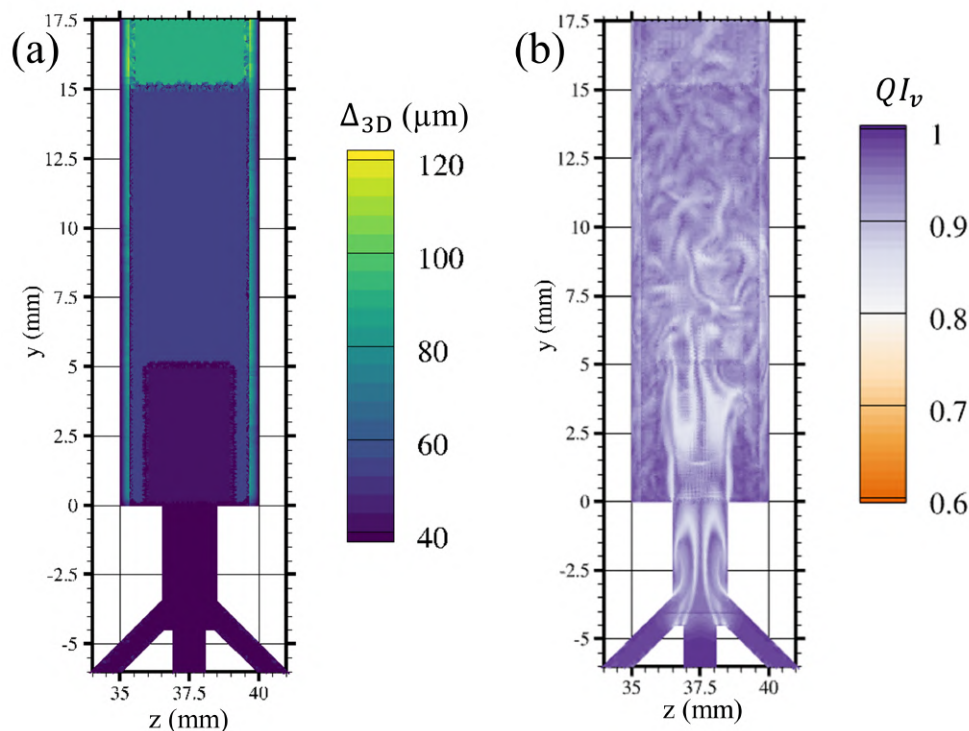


FIGURE 4.4 – Taille des mailles (a) et indice de Celik et al.  $QI_v$  (b) dans le plan médian de l'élément d'injection

La figure 4.4a présente un exemple de maillage avec 2 tailles de maille dans la zone de mélange qui s'étale entre  $-10$  et  $15 \text{ mm}$  :  $\Delta_{3D} = 40 \mu\text{m}$  pour  $y < 5 \text{ mm}$  et  $\Delta_{3D} = 60 \mu\text{m}$  pour  $5 < y < 15 \text{ mm}$ . Au-delà, le maillage est déraffiné jusqu'à la sortie de la chambre. Le



maillage est de type tétraédrique, sauf proche des parois de la chambre où il est prismatique de manière à capturer la couche limite, avec  $y^+ \sim 1$ .

Pour valider la discrétisation spatiale, nous avons calculé l'indice de Celik et al. [230],

$$QI_v = \frac{1}{1 + \alpha_v \left( \frac{\mu_{sgs} + \mu_{num}}{\mu} \right)^{n_v}}, \quad (4.3)$$

et la corrélation à deux points  $B_{13}^{dim}$ . La figure 4.4b présente  $QI_v$ , avec  $\alpha_v = 0,05$ ,  $n_v = 0,53$  et  $\mu_{num}$  la viscosité induite par la diffusion des schémas numériques. Par analogie avec l'approche MILES [231], dans laquelle la diffusion induite par les schémas numériques est supposée modéliser les échelles non résolues, on pose  $\mu_{num} \approx \mu_{sgs}$ . Celik et al. [230] indiquent qu'une LES doit satisfaire  $QI_v > 0,8$ , ce qui est bien le cas ici.

Pour continuer l'analyse de la résolution spatiale, on introduit la fonction de corrélation à deux points

$$B_{13}^{dim}(z_0, z) = \frac{\overline{u'_x(z_0)u'_x(z)}}{\overline{u'^2_x(z_0)}\overline{u'^2_x(z)}}, \quad (4.4)$$

Si  $B_{13}^{dim}$  est non-nulle, cela signifie que les deux points en  $z_0$  et  $z$  résolvent une même structure tourbillonnaire. La figure 4.5 montre que  $B_{13}^{dim} > 0.4$  pour  $|z - z_0|/\Delta_{3D} < 10$ , ce qui signifie que les plus grandes structures au milieu de la chambre sont résolues sur au moins une dizaine de mailles, ce qui est suffisant pour réaliser un calcul LES d'après Davidson [232].

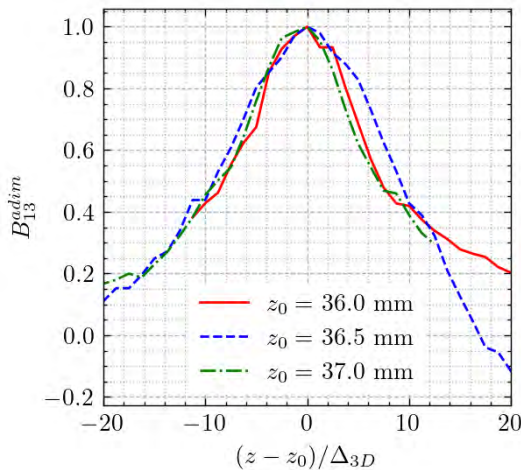


FIGURE 4.5 – Corrélation à deux points 5 mm au dessus du plan d'injection

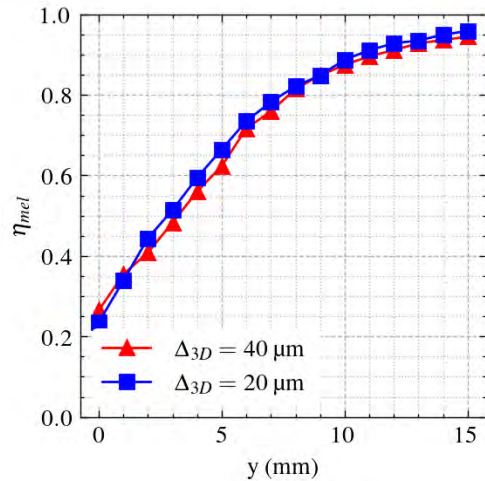


FIGURE 4.6 – Rendement de mélange  $\eta_{mel}$  en aval du plan d'injection pour deux tailles de maille dans la zone raffinée.

La qualité du mélange dans la chambre a été évaluée à partir du rendement de mélange  $\eta_{mel}$  proposé par Gaillard et al. [146] et défini par



$$\eta_{mel}(y) = \frac{\iint_{S_y} u_y \rho Y_f / \text{Max}(1, ER) dS}{\iint_{S_y} u_y \rho Y_f / \text{Min}(1, ER) dS} \quad (4.5)$$

avec  $Y_f = Y_{H_2}$  ici. La figure 4.6 présente le rendement de mélange obtenu avec le maillage de 40  $\mu\text{m}$  discuté jusqu'ici et un maillage deux fois plus fin. Il apparaît que le raffinement ne modifie presque pas le rendement de mélange dans la chambre, le maillage de 40  $\mu\text{m}$  est donc suffisant ici.

Le nombre  $\Sigma_{\%}$  est introduit pour quantifier le risque de remontée de la détonation dans l'injecteur. Celui-ci correspond au rapport entre la section de la préchambre qui vérifie le critère de propagation limite de la détonation  $d_{inj} > \lambda/\pi$  (2.56) et la surface totale de passage. Ainsi,  $\Sigma_{\%} = 1$  indique que les conditions locales permettent la remontée de la détonation dans la préchambre. Les tailles de cellule de détonation ont été tabulées préalablement à l'aide de corrélations expérimentales pour le mélange  $H_2/O_2$ . Cette tabulation a ensuite été utilisée pour chaque maille de la simulation en fonction des conditions locales ( $P$ ,  $T$  et  $Y$ ).

La figure 4.7 montre le rendement de mélange  $\eta_{mel}$  (4.5) moyenné en temps et le maximum instantané du facteur de risque de remontée  $\Sigma_{\%}$  pour l'élément IMP et les configurations d'ITEM en fonction de la coordonnée axiale de la chambre  $y$ . La figure 4.7a présente donc la qualité moyenne du mélange et 4.7b la situation la plus favorable à une remontée de la combustion dans la préchambre sur l'intervalle de temps simulé (1 ms).

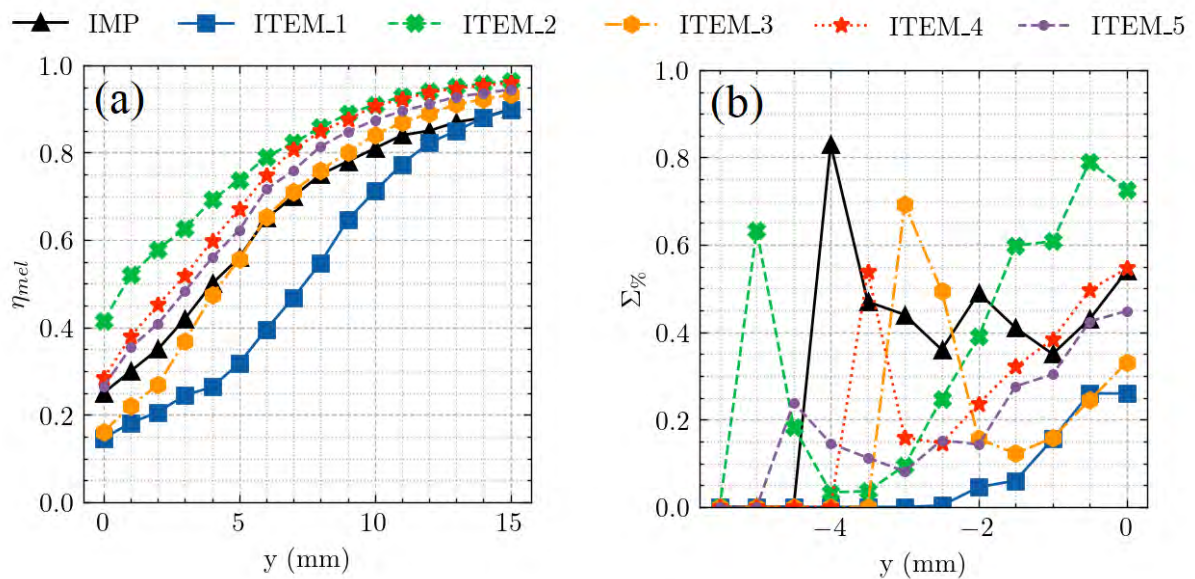


FIGURE 4.7 – Rendement de mélange  $\eta_{mel}$  moyenné en temps (a) et maximum instantané du paramètre  $\Sigma_{\%}$  (b) en fonction de la distance par rapport au plan d'injection pour les différentes géométries d'injection simulées.

Pour la configuration ITEM\_1, la figure 4.7a indique que le rendement de mélange généré est significativement inférieur à celui d'IMP. Le mélange obtenu avec cette première version est donc dégradé. Pour mieux comprendre ce résultat, la figure 4.8 présente le champ de richesse ER dans le plan médian de l'injecteur. Cette figure indique que les jets d'O<sub>2</sub> ne pénètrent pas au cœur du jet d'H<sub>2</sub>, ce qui crée une zone riche mal mélangée dans la chambre. De plus, les calculs indiquent que la pression totale d'injection de H<sub>2</sub> est légèrement supérieure à celle de l'O<sub>2</sub>, ce qui pourrait engendrer une stratification axiale des ergols lors de l'injection. Il vient donc les conclusions suivantes :

1. il faut augmenter la quantité de mouvement des jets d'O<sub>2</sub> pour qu'ils puissent mieux interagir avec le jet d'H<sub>2</sub>,
2. il faut augmenter la pression d'injection de l'O<sub>2</sub> (ou diminuer celle d'H<sub>2</sub>).

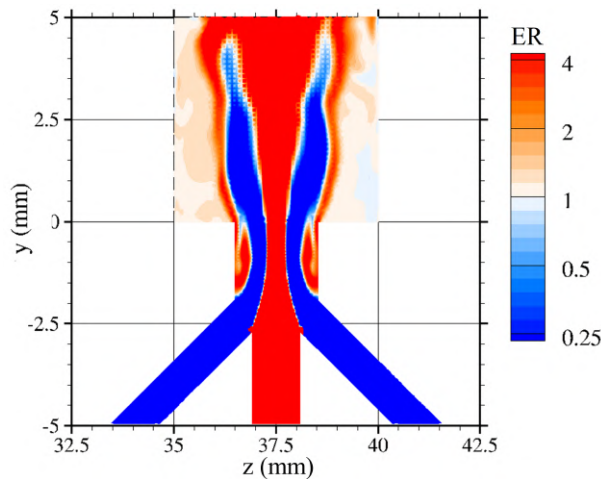


FIGURE 4.8 – Champ de richesse instantané dans le plan médian de l'élément d'injection ITEM\_1

Ainsi, la section des tubes d'O<sub>2</sub> a été diminuée d'environ 8% dans ITEM\_2 (Tab. 4.1). Les longueurs  $L_1$  et  $L_2$  ont aussi été augmentées pour que les jets d'O<sub>2</sub> débouchent sur le côté de la préchambre et non au fond, pour faciliter l'interaction des jets.

Le champ de richesse présenté sur la figure 4.9 montre une amélioration de l'interpénétration des jets avec ITEM\_2. Pour cette configuration, la figure 4.7 indique en effet que le rendement de mélange obtenu avec ITEM\_2 est plus élevé qu'avec IMP. Cette configuration génère donc un mélange plus homogène que IMP dans la chambre, notamment grâce à sa longue préchambre qui permet d'obtenir un prémélange important dès la sortie de l'injecteur. L'évaluation des risques de flashback s'appuie sur l'analyse du maximum instantané de la variable  $\Sigma_{\%}$  présenté sur la figure 4.7b. Ce nombre dépasse 0,6 près de 2 mm en amont de la sortie de l'injecteur, et il y a donc un risque que la détonation remonte sur 2 mm dans la préchambre. Ainsi, la longueur totale de la préchambre a été diminuée de 2 mm dans ITEM\_3 (Tab. 4.1).

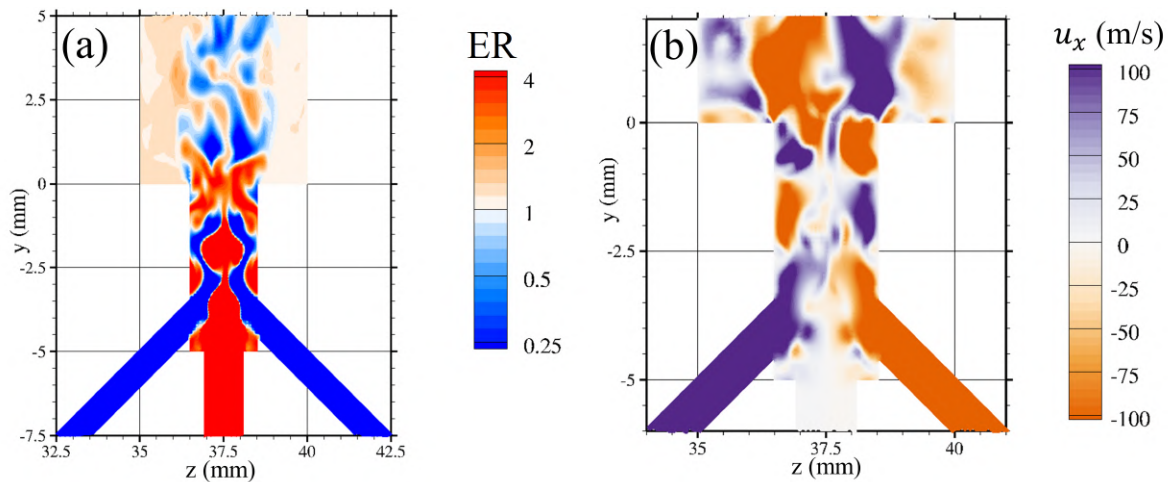


FIGURE 4.9 – Champs instantanés de richesse (a) et de vitesse  $u_x$  (b) dans le plan médian de l'élément d'injection ITEM\_2

Cependant, pour ITEM\_3, la figure 4.7a montre que cette diminution détériore fortement le rendement de mélange, qui devient inférieur à celui de l'injecteur IMP sur les 5 premiers millimètres dans la RDC. Le champ de vitesse dans l'injecteur ITEM\_2 (Fig. 4.9b) indique que les jets latéraux d'oxydant impactent les parois de la préchambre autour de  $y = -1$  mm, ce qui les réoriente vers le centre de la préchambre. Ce changement de direction entraîne une nouvelle interaction des jets des ergols et donc un rendement de mélange plus élevé. La préchambre de ITEM\_3 est trop courte pour obtenir cet impact sur les parois de la préchambre, qui apparaît 3,5 mm en aval du fond de la préchambre, soit 2 mm en aval du point  $\mathcal{A}$  dans ITEM\_2. Cela implique donc que ce point doit être positionné au moins 2 mm avant la sortie de la préchambre, soit  $L_1 - L_2 \geq 2$  mm (Fig. 4.3). Ainsi, la longueur totale de la préchambre  $L_1$  et la distance  $L_1 - L_2$  ont été augmentées dans ITEM\_4 (Tab. 4.1).

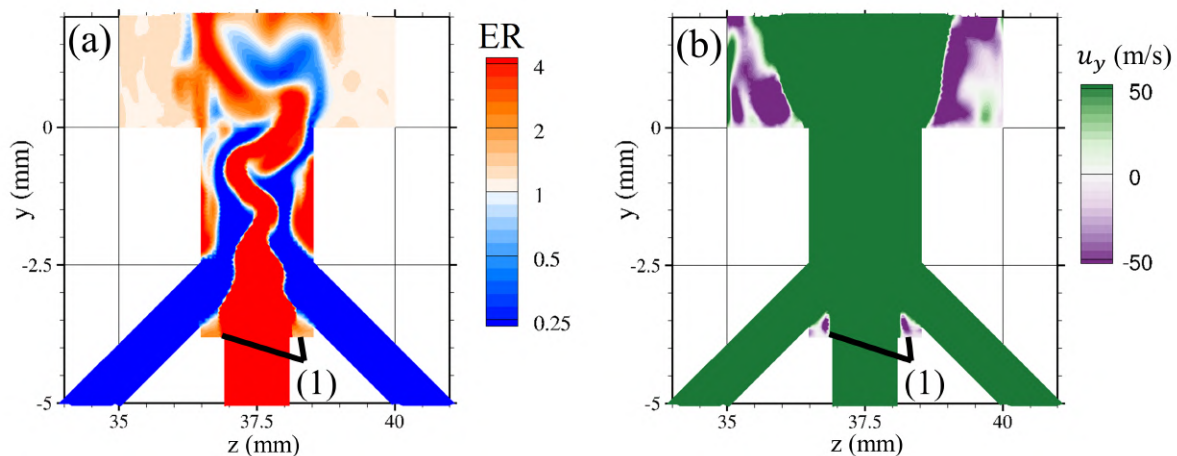


FIGURE 4.10 – Champs instantanés de richesse (a) et de vitesse axiale  $u_y$  (b) dans le plan médian de l'élément d'injection ITEM\_4

Pour cette configuration, la figure 4.7a montre une augmentation significative du rendement de mélange dans la chambre. La figure 4.10 présente les champs instantanés de richesse et de vitesse axiale. Elle indique que l'arrivée des jets latéraux génère une zone de recirculation (1) au fond de la préchambre. Un prémélange partiel se forme dans cette zone, ce qui augmente le risque de stabilisation de la combustion dans la préchambre en cas de remontée de flamme éventuelle. Pour limiter la zone de recirculation, il faut réduire  $L_2$ . Or les résultats pour l'injecteur ITEM\_1 montrent qu'une valeur trop petite limite l'interpénétration des jets.

Dans la configuration optimale ITEM\_5 (Tab. 4.1), l'effet de cette réduction est compensé en augmentant la longueur de la préchambre  $L_1$ . Pour cette configuration, la figure 4.7b indique un plus faible risque de remontée de la combustion et la figure 4.7a montre que le rendement de mélange est plus élevé dans toute la chambre qu'avec IMP. La configuration ITEM\_5 semble ainsi être un bon compromis entre la qualité du mélange et les risques de remontée de la détonation, et c'est donc celle qui a été retenue dans cette étude, et appelée ITEM ci-après.

La relation (4.1) indique que les rapports entre les surfaces d'injection du combustible et de l'oxydant sont comparables pour les mélanges  $H_2/O_2$  et  $CH_4/O_2$ . De plus, l'étude numérique de Stechmann et al. [233] suggère que le couple  $CH_4/O_2$  serait mieux adapté aux RDEs que  $H_2/O_2$  en raison de pertes par déflagration plus limitées, attribuées à un délai d'auto-inflammation plus long et à une plage d'inflammabilité plus restreinte.

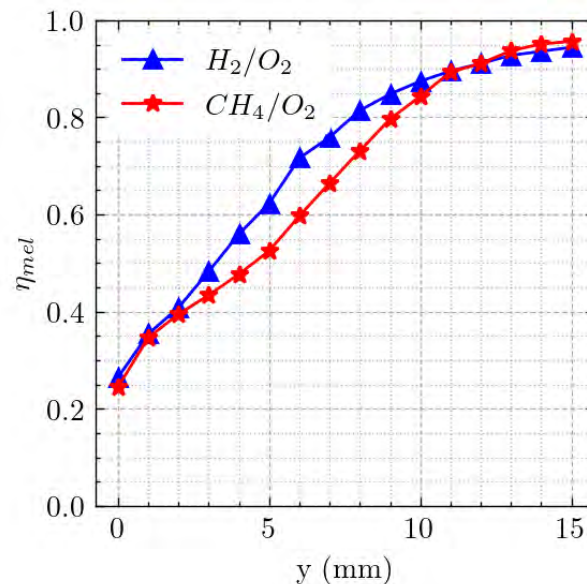


FIGURE 4.11 – Rendement de mélange  $\eta_{mel}$  en fonction de la distance par rapport au plan d'injection pour les couples  $H_2/O_2$  et  $CH_4/O_2$ .

La simulation de l'injecteur ITEM avec le couple  $CH_4/O_2$  reprend le maillage, les

méthodes numériques et les conditions d'injection des calculs précédents. La figure 4.11 présente le rendement de mélange  $\eta_{mel}$  pour les couples  $H_2/O_2$  et  $CH_4/O_2$ . Le changement de carburant diminue la qualité du mélange, qui reste cependant suffisante puisque 85% du mélange est à la stœchiométrie 10 mm en aval du plan d'injection. Par ailleurs, la taille de cellule de détonation du mélange  $CH_4/O_2$  est de l'ordre de 2 mm à la stœchiométrie à pression et température ambiantes, c'est-à-dire très supérieure à celle du mélange  $H_2/O_2$ , les risques de remontée de la détonation restent donc très faibles pour  $CH_4/O_2$ .

## 4.2 Validations en conditions de fonctionnement de RDE

### 4.2.1 Cas du mélange $\text{H}_2/\text{O}_2$

La couche de mélange frais dans une RDC peut présenter une stratification des ergols selon le sens d'injection en raison de la différence de réponse de leur injection à chaque passage de fronts de détonation (Sous-sec. 2.3.3). Les simulations d'injection continue ne peuvent pas reproduire ce comportement si elles ne sont pas couplées avec la simulation de la détonation. Les performances de l'injecteur ITEM ont donc aussi été évaluées à l'aide d'une LES 3D de la RDC en fonctionnement. Le débit est fixé à 120 g/s dans la chambre, au lieu du débit de 170 g/s utilisé pour les simulations d'injection continue, afin de vérifier que l'injecteur permet d'obtenir un bon mélange sur la plage de débit envisagée pour les essais. La richesse globale reste fixée à  $ER = 1$ . Comme précédemment, l'injecteur ITEM est comparé à l'injecteur IMP.

Le nombre d'ondes de détonation supposées dans la chambre est évalué à l'aide du critère WN (Wave Number) proposé par Wolanski [140] et défini par

$$WN = \frac{\dot{m}}{\rho D_{CJ} A_{cmb}} \frac{d_i + d_e}{2l_c} \quad (4.6)$$

Bykovskii et al. [29] ont évalué la valeur critique de l'épaisseur de la couche réactive formée par le mélange des ergols à  $l_c \approx 12\lambda$ . Grune et al. [87] ont étudié expérimentalement la propagation de la détonation dans une couche de  $\text{H}_2/\text{O}_2$  semi-confinée par un gaz non réactif et suggèrent la hauteur critique  $l_c \approx 3\lambda \approx 3,9$  mm, valeur 4 fois inférieure à celle du critère de Bykovskii et al. [29]. Plusieurs études expérimentales [123, 132] indiquent que plus le nombre de fronts est grand, plus leur vitesse est faible. Cela est en général attribué à la diminution du temps disponible pour injecter et mélanger les ergols, et donc de la qualité du mélange consommé par la détonation. Dans nos calculs, les conditions les plus défavorables pour la formation d'un mélange de qualité devant la détonation ont été considérées, soit  $l_c = 3\lambda \approx 3,9$  mm. En effet, si l'injecteur ITEM peut former un mélange de qualité dans ces conditions exigeantes, il en est aussi capable dans des conditions plus favorables.

Pour un débit massique  $\dot{m} = 120$  g/s, la RDC de 5 mm d'espace annulaire ( $d_i = 70$  mm,  $d_e = 80$  mm et  $A_{cmb} = 1178$  mm<sup>2</sup>) et une vitesse de détonation  $D_{CJ} = 2836$  m/s, il vient  $WN = 4,5$ . Ainsi, le nombre maximal de fronts de détonation serait 4 dans la RDC étudiée. C'est donc ce cas qui est étudié en ne simulant qu'une seule onde de détonation dans un quart de la chambre et en imposant des conditions de périodicité



adéquates aux frontières latérales du domaine (Fig. 4.12). La chambre est déroulée sur son diamètre médian  $d_{mid} = 37,5$  mm afin d'utiliser un maillage constitué de mailles parallélépipédiques de  $100 \mu\text{m}$ , comparable à celui déjà utilisé et validé sur des géométries semblables par Gaillard [208]. Les parois sont supposées adiabatiques et glissantes et la pression atmosphérique est imposée en sortie de RDC. Les débits et la température des ergols ( $300 \text{ K}$ ) sont fixés à l'entrée des plenums d'injection.

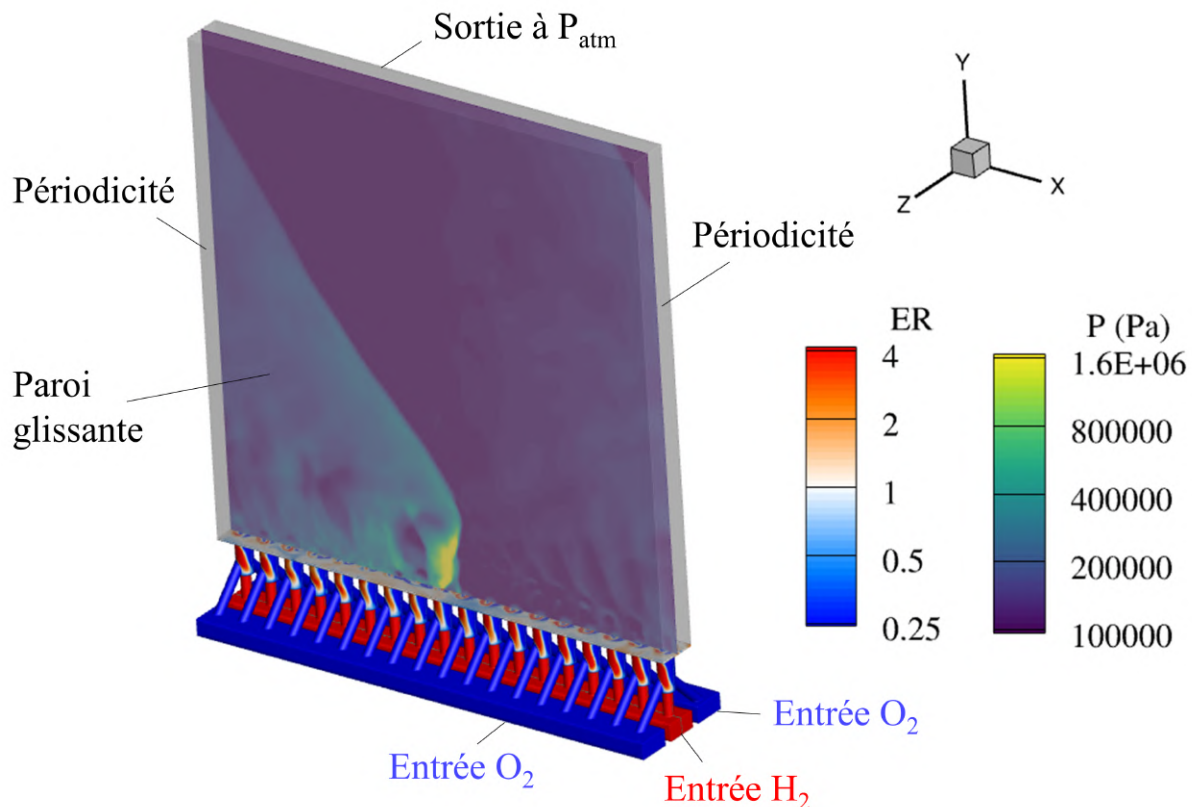


FIGURE 4.12 – Domaine de calcul avec le champ de pression instantané dans le plan médian et le champ de richesse dans l'injecteur

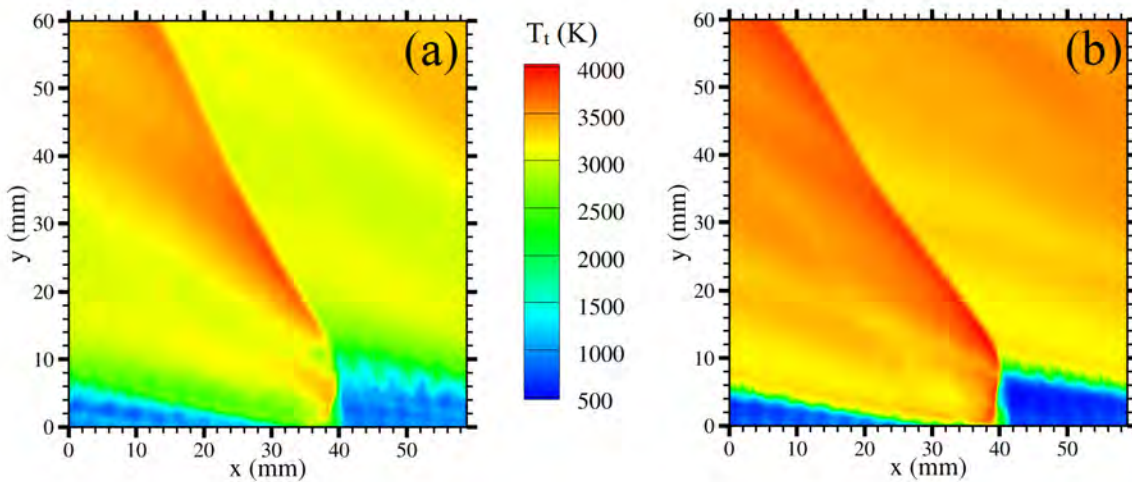
Le calcul est initié à l'aide d'une simulation RANS d'injection continue pour l'injecteur, tandis que dans la chambre, le résultat d'un calcul 2D de la RDC est interpolé sur le maillage 3D. L'intégration temporelle est réalisée avec le schéma d'Euler implicite et un pas de temps de  $2 \text{ ns}$ . Les réactions chimiques sont modélisées à l'aide du mécanisme cinétique de Davidenko et al. [225].

Un premier indicateur de la qualité du mélange est le rapport de vitesse  $D/D_{CJ}$ . Pour le mélange stœchiométrique  $\text{H}_2/\text{O}_2$  à pression et température ambiantes,  $D_{CJ} = 2836 \text{ m/s}$ . La détonation se propage à des vitesses proches de  $D_{CJ}$  dans les deux calculs (Tab. 4.2). L'injecteur ITEM permet d'obtenir une vitesse de détonation 6% plus rapide qu'IMP, signe d'un mélange de meilleure qualité.

TABLE 4.2 – Vitesses de détonation obtenues par simulation avec le mélange stoechiométrique  $H_2/O_2$  et les injecteurs IMP et ITEM

	IMP	ITEM
$D$ (m/s)	2660	2840
$D/D_{CJ}$	0.94	1

La figure 4.13 présente les champs de température totale moyennés en temps et en profondeur en repositionnant pour chaque champ la détonation en  $x = 40$  mm (moyenne phasée). La couche de gaz frais est moins diffuse avec ITEM, ce qui indique une plus faible fraction des gaz brûlés dans cette couche, dont la présence peut être due à l'entraînement lors de l'injection, mais aussi à la déflagration. De plus, la température totale des gaz brûlés en aval de la couche de mélange est plus élevée avec ITEM. On se rapproche donc d'une combustion complète dans l'onde de détonation dans ce cas. Trois facteurs sont principalement responsables de la différence de température totale observée avec IMP : (i) une homogénéité locale du mélange moins bonne (Fig. 4.7) ; (ii) une stratification plus importante des ergols selon la hauteur de la couche ; (iii) une pression plus basse derrière la détonation, ce qui augmente la dissociation des produits de combustion.

FIGURE 4.13 – Champs de température totale moyennée en temps et en profondeur (selon  $z$ ). (a) Injecteur IMP, (b) injecteur ITEM

La stratification dans les gaz brûlés est mise en évidence à l'aide de la fraction relative  $\mathcal{N}_{atom}$ , fondée sur la composition atomique. Par exemple, pour le mélange  $H_2/O_2$ , dont la combustion stoechiométrique est  $H_2 + 0,5O_2 = H_2O$ ,  $\mathcal{N}_{atom}$  est donné par

$$\mathcal{N}_{atom} = \frac{\mathcal{N}_H/\mathcal{N}_O}{(\mathcal{N}_H/\mathcal{N}_O)_{st}} = \frac{\mathcal{N}_H/\mathcal{N}_O}{2} \quad (4.7)$$

où l'indice  $st$  fait référence aux conditions stoechiométrique et  $\mathcal{N}_H$  et  $\mathcal{N}_O$  sont les nombres



d'atomes d'hydrogène et d'oxygène dans la composition locale des gaz. La figure 4.14 présente le champ moyenné en temps et en profondeur de  $N_{atom}$ . Les deux injecteurs font état d'une couche de mélange stratifiée, avec un excès d'oxydant proche de la surface d'injection et un excès de combustible sur le haut de la couche. L'injecteur ITEM permet de limiter significativement cette stratification, relativement à IMP.

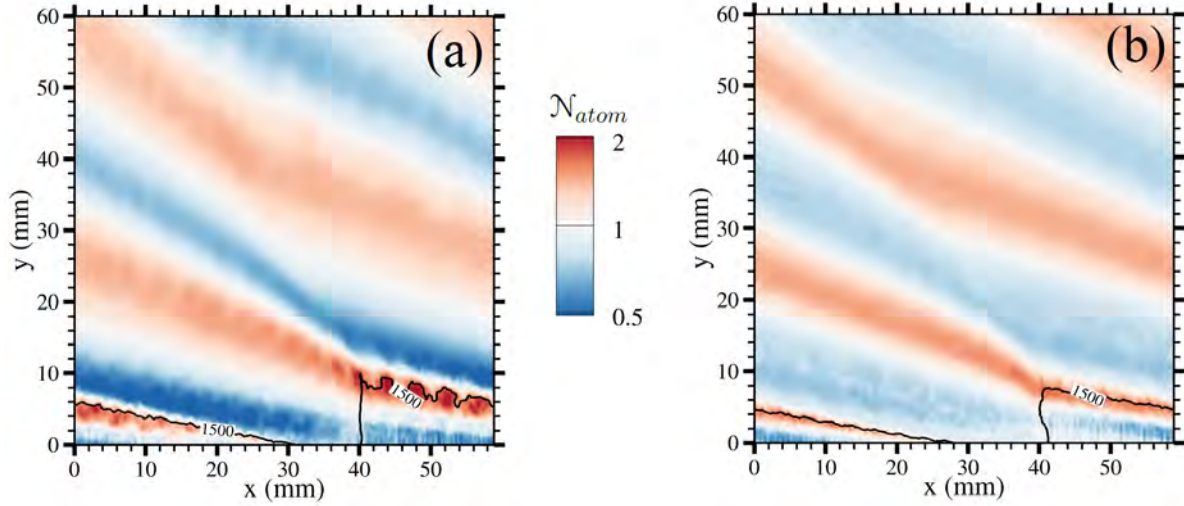


FIGURE 4.14 – Champs de la fraction atomique  $N_{atom}$  moyennée en phase et en profondeur (selon  $z$ ). En noir est tracé le contour  $T = 1500$  K. (a) Injecteur IMP, (b) injecteur ITEM

La qualité du mélange devant la détonation est évaluée à partir de la masse totale de gaz frais  $m_{fg}$ , la masse de gaz frais en proportions stœchiométriques  $m_{sto}$  et la masse de gaz frais injectée par un élément d'injection  $m_{inj}$  pendant une période, soit,

$$m_{fg} = \iiint_{V_{elm}} \rho (Y_f + Y_{ox}) dV, \quad (4.8)$$

$$m_{sto} = \iiint_{V_{elm}} \rho [\text{Min}(Y_f/s_m, Y_{ox}) + \text{Min}(Y_f, Y_{ox} s_m)] dV, \quad (4.9)$$

$$m_{inj} = \frac{\dot{m} \tau_{deto}}{n_{inj}}, \quad (4.10)$$

où  $Y_f$  et  $Y_{ox}$  sont les fractions massiques de combustible et d'oxydant,  $V_{elm}$  le volume au-dessus de l'élément d'injection situé devant la détonation. La dimension selon  $y$  de  $V_{elm}$  est définie de façon à ce que la masse contenue dans  $V_{elm}$  soit égale à  $m_{inj}$ . Le temps  $\tau_{deto}$  est la période entre deux passages de la détonation, donnée par

$$\tau_{deto} = \frac{\pi d_{mid}}{Dn_{deto}}. \quad (4.11)$$

La fraction massique du mélange à la stoechiométrie devant la détonation est donc

$$\eta_D = \frac{m_{sto}}{m_{inj}}. \quad (4.12)$$

Les simulations suggèrent que  $\eta_D = 37\%$  pour IMP et  $\eta_D = 50\%$  pour ITEM, ce qui est cohérent avec les observations précédentes. De la même manière, la fraction de gaz frais consommée en déflagration est

$$\eta_{def} = 1 - \frac{m_{fg}}{m_{inj}} \quad (4.13)$$

Il vient alors  $\eta_{def} = 27\%$  pour IMP et  $\eta_{def} = 21\%$  pour ITEM, lequel réduit donc aussi les pertes par déflagration. Néanmoins, si ces résultats sur les pertes sont encourageantes, les valeurs obtenues sont à considérer avec précaution car le front de flamme n'est pas correctement résolu ( $\Delta_{3D} = 100 \mu\text{m}$ ).

Ces simulations de RDC suggèrent que l'injecteur ITEM augmente le rendement de mélange, tout en diminuant les pertes par déflagration et la stratification des ergols dans la couche de mélange par rapport à l'injecteur IMP, dans le cas étudié avec le mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$ .

## 4.2.2 Cas du mélange $\text{CH}_4/\text{O}_2$

La qualité du mélange frais obtenu avec l'injecteur ITEM et le couple  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  a été évaluée à l'aide de simulations de réinjection. Elles consistent à simuler un seul élément d'injection pour lequel la détente des gaz brûlés dans la chambre est modélisée à l'aide d'une condition initiale non-uniforme [234]. Celle-ci est solution d'un problème de Riemann (Fig. 4.15) composé en bas de l'état CJ au repos selon  $y$  ( $M_{y,low} = 0$ ) et en haut d'un état issu de la détente isentropique de l'état CJ jusqu'à  $M_{y,up} = 1.5$ . La position de la discontinuité (limite entre états "haut" et "bas") par rapport au fond de la chambre est définie par la variable  $h_D$ . La solution de similitude du problème de Riemann est définie à l'instant où le front du faisceau de détente atteint la paroi d'injection, soit à  $x = x_1$  sur la figure 4.15. La solution est ensuite imposée dans le domaine représentant la chambre de combustion pour le calcul de réinjection.

Les calculs de réinjection ont été réalisés sur des maillages 3D comparables à ceux des simulations d'injection continue (Sec. 4.1), mais la chambre  $y$  est considérablement allongée et les canaux d'injection sont reliés à des plenums. Cette dernière mesure est

nécessaire afin de ne pas avoir de réflexion parasite des ondes générées par la différence de pression entre la chambre et les canaux d'injection, où l'écoulement est initialisé à l'état avant le passage de la détonation. Les réactions du mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  sont modélisées avec le mécanisme squelettique de Laurent [226], développé pour la combustion cryogénique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  à haute pression. La validation du mécanisme dans les conditions de cette étude est donnée dans l'Annexe C.

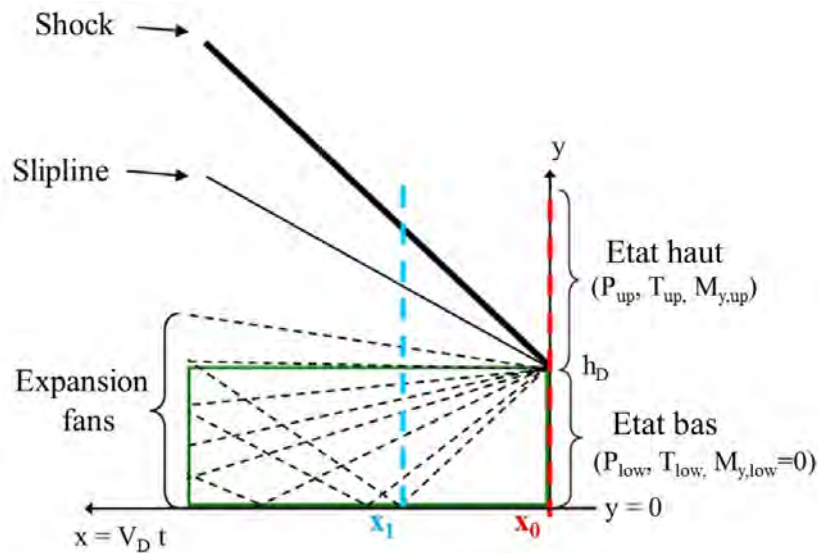


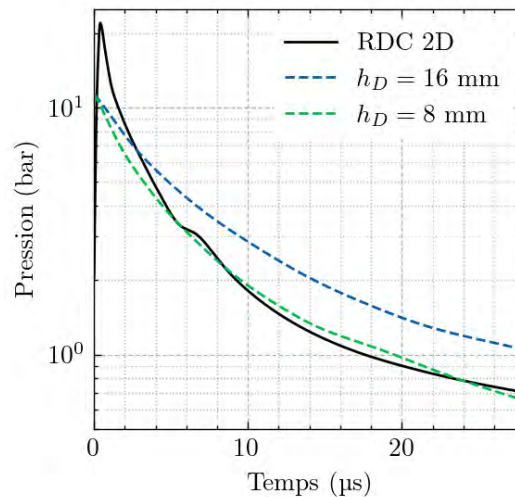
FIGURE 4.15 – Problème de Riemann pour l'obtention de la condition initiale d'une simulation de réinjection

Les états "bas" et "haut" des conditions étudiées ici sont définis dans la table 4.3. L'état "bas" correspond aux conditions CJ, calculées pour un mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  à pression et température ambiantes, dilué par 15% de produits de combustion. Cette dilution modélise la déflagration et la dilution des gaz frais par les gaz brûlés qui diminuent la pression  $P_{CJ}$  de la détonation. L'état "haut" a été obtenu à partir de l'état "bas" avec les relations isentropiques et une composition figée des produits.

Une valeur de  $h_D$  a été choisie a priori pour obtenir une première condition initiale pour le calcul de réinjection. Nous avons montré [235] qu'une fois les compositions des états "bas" et "haut" fixées, le profil de détente d'un calcul de réinjection ne dépend que de la variable de similitude  $\zeta = tD/h_D$ . Ainsi, toutes les valeurs de  $h_D$  peuvent être évaluées à l'aide d'un seul calcul de réinjection. La valeur optimale a été sélectionnée par comparaison avec le profil de détente d'un calcul 2D de la RDC en fonctionnement (Fig. 4.16). Il vient  $h_D = 8$  mm ici.

TABLE 4.3 – Paramètres du problème de Riemann pour la simulation de réinjection  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ ,  $h_D = 8 \text{ mm}$ 

États	"bas"	"haut"
$P$ (bar)	11,62	3,402
$T$ (K)	3576	2856
$M$	0	1,5
$Y_{\text{CH}_4}$	0	
$Y_{\text{O}_2}$	$1,2865 \times 10^{-1}$	
$Y_{\text{H}_2}$	$0,0783 \times 10^{-1}$	
$Y_{\text{H}}$	$0,0286 \times 10^{-1}$	
$Y_{\text{O}}$	$0,3920 \times 10^{-1}$	
$Y_{\text{OH}}$	$1,0447 \times 10^{-1}$	
$Y_{\text{H}_2\text{O}}$	$2,9925 \times 10^{-1}$	
$Y_{\text{HO}_2}$	$0,0028 \times 10^{-1}$	
$Y_{\text{CO}}$	$2,3176 \times 10^{-1}$	
$Y_{\text{CO}_2}$	$1,8570 \times 10^{-1}$	

FIGURE 4.16 – Évolution de la pression à la surface d'injection dans une simulation 2D de la RDC (trait plein noir) et deux calculs de réinjection avec  $h_D = 12 \text{ mm}$  (pointillés bleus) et  $h_D = 8 \text{ mm}$  (pointillés verts)

La simulation étant extrêmement courte ( $\approx 30 \mu\text{s}$ ), le débit injecté dans la chambre n'est piloté que par les conditions initiales dans l'injecteur et la chambre, et non par les conditions aux limites. ITEM possède une préchambre dans laquelle les ergols sont partiellement prémélangés. Ainsi, la condition initiale dans l'injecteur influence également l'état du mélange dans la chambre. La procédure de détermination de la condition initiale

dans l'injecteur a été validée à partir de calculs de RDC en fonctionnement, décrits dans l'Annexe D. Elle comprend 3 étapes.

La première étape vise à définir le nombre de Mach  $M$  dans l'injecteur. Pour cela, l'écoulement dans l'injecteur a été supposé adiabatique, d'où  $T_t = 300$  K. Dans les canaux d'alimentation,  $M$  est calculé à partir de la relation isentropique

$$\dot{m}_k = A_k P_{t,k} \sqrt{\frac{\gamma}{r T_t}} M_k \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_k^2 \right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (4.14)$$

avec  $k = \text{O}_2$  ou  $\text{CH}_4$ . Les simulations de RDC avec  $\text{H}_2/\text{O}_2$  de la sous-section précédente 4.2.1 indiquent que le Mach basé sur la composante axiale de la vitesse  $M_y$  varie presque linéairement dans la préchambre de l'injecteur ITEM pour atteindre 1 à la sortie (Fig. 4.17). Le profil de la figure 4.17 est appliqué dans la préchambre du calcul de réinjection. Ainsi, la vitesse normale à la section de passage  $u_y$  et les conditions statiques ont été calculées à partir de  $M$ , selon

$$u_y = c M_y , \quad (4.15)$$

$$P = P_{t,k} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_k^2 \right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} , \quad (4.16)$$

$$T = T_t \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_k^2 \right)^{-1} \quad (4.17)$$

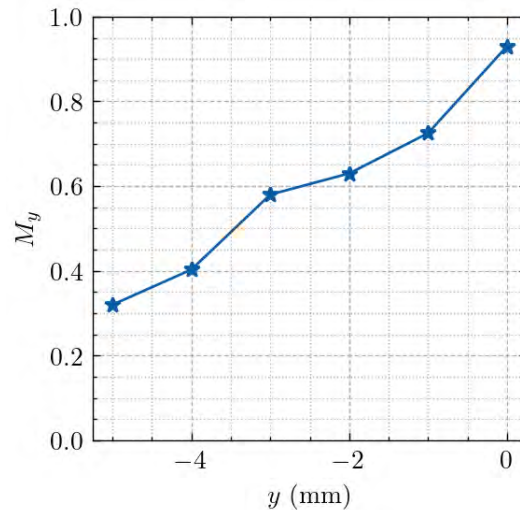


FIGURE 4.17 – Nombre de Mach moyenné en temps et sur la section de passage de la préchambre de l'injecteur ITEM dans le calcul d'un quart de la RDC fonctionnant avec le couple  $\text{H}_2/\text{O}_2$  à un débit total  $\dot{m} = 120$  g/s et une richesse  $\text{ER} = 1$ .

La deuxième étape consiste à évaluer les pressions d'injection  $P_{t,k}$  des deux ergols, utilisées dans les relations (4.14) et (4.16). Des calculs de réinjection 2D (Fig. 4.18) ont été

réalisés en imposant a priori différentes pressions d'injection dans les plenums d'injection. Le combustible et l'oxydant sont injectés séparément à travers leur propre orifice dont les dimensions satisfont le rapport  $A_{inj}/A_{cmb}$  de l'injecteur réel. La condition initiale dans le tube est obtenue à partir des relations (4.14) à (4.17) et de la valeur supposée pour  $P_{t,k}$ . L'objectif est d'injecter les bons débits moyens dans ces calculs simplifiés, soit  $\dot{m} = 120$  g/s et ER = 1 ici. Après 3 calculs de réinjection 2D, il vient  $P_{t,CH_4} = 4,4$  bar et  $P_{t,O_2} = 5,0$  bar.

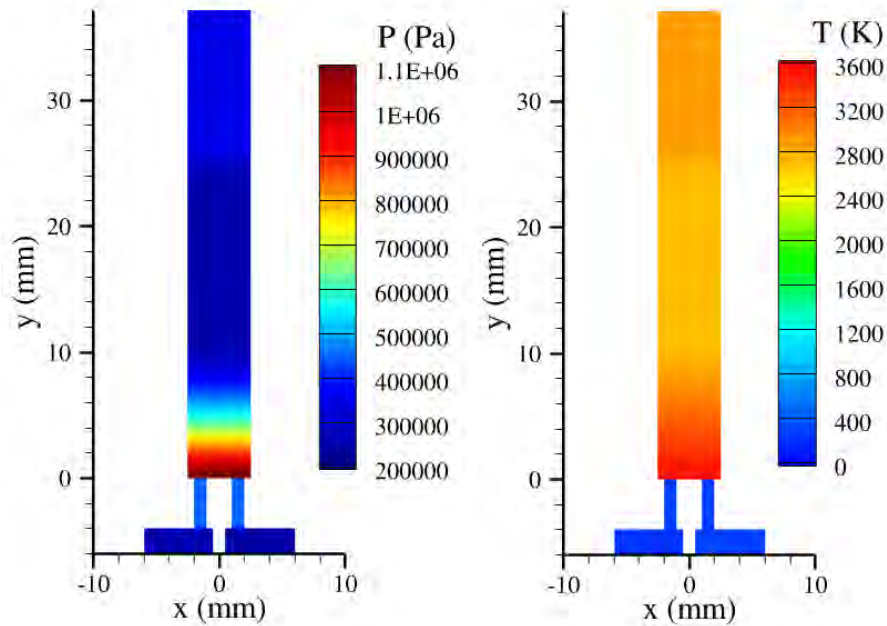


FIGURE 4.18 – Pression (à gauche) et température (à droite) initiales d'un calcul de réinjection 2D

La troisième étape vise à définir le champ initial des fractions massiques  $Y_k$  et des composantes de vitesses  $u_x$  et  $u_z$  dans la préchambre. Un calcul d'injection en régime établi (Sous-sec. 4.1.2) a été réalisé et les champs  $Y_k$ ,  $u_x$  et  $u_z$  de ce calcul ont été imposés dans la préchambre d'un premier calcul de réinjection 3D. Le résultat pour les variables  $Y_k$ ,  $u_x$  et  $u_z$  de ce calcul de réinjection a ensuite été utilisé comme condition initiale dans la préchambre d'une seconde simulation de réinjection. De cette manière, l'effet du choc lié à la détonation sur les ergols est pris en compte dans la préchambre. La figure 4.19 présente la condition initiale dans le plan médian de l'élément d'injection.

La durée d'une simulation de réinjection est égale à la période temporelle de propagation de la détonation  $\tau_{deto}$ . Comme précédemment, 4 ondes co-rotatives sont supposées se propager à  $D_{CJ}$  dans la chambre (Sous-sect. 4.2.1), d'où  $\tau_{deto} = 28,1$   $\mu$ s. Dans le calcul, le débit dans la chambre est 13% supérieur à ce qui était prévu par les calculs 2D (136 g/s au lieu de 120 g/s) et le mélange moyen est légèrement pauvre (ER = 0,93). Néanmoins, la simulation permet d'avoir des ordres de grandeur sur la stratification et la qualité du



mélange dans la chambre. La figure 4.20 présente la richesse du mélange injecté lors de la simulation de réinjection. L'injection est bloquée au début du calcul, ce qui mène à des richesses irréalistes jusqu'à  $t = 2,5 \mu\text{s}$ . Il semble ici que le mélange soit plutôt pauvre au début du calcul ( $2,5 < t < 20 \mu\text{s}$ ), puis riche sur la fin ( $20 < t < 26 \mu\text{s}$ ). La stratification est donc inversée par rapport au mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$ , car il faut injecter plus d' $\text{O}_2$  en volume avec le  $\text{CH}_4$  pour rester à la stœchiométrie.

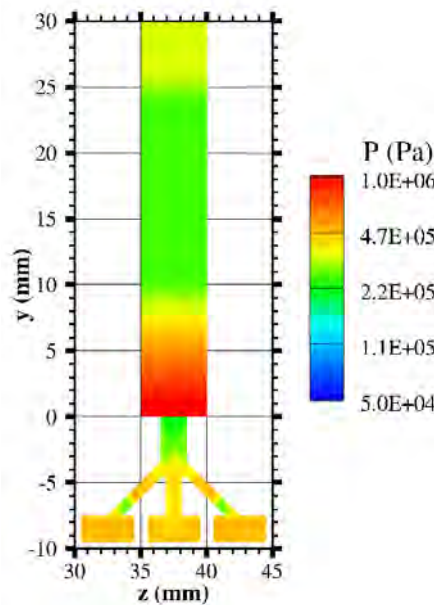


FIGURE 4.19 – Champ de pression au début du calcul de réinjection

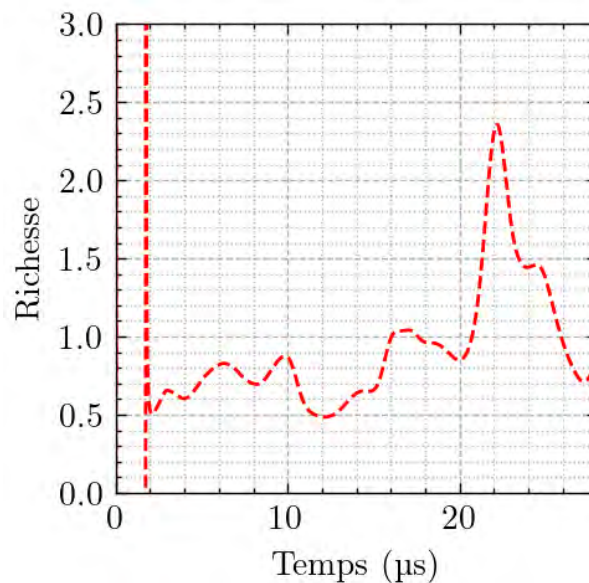


FIGURE 4.20 – Richesse du mélange injecté dans le calcul de réinjection  $\text{CH}_4/\text{O}_2$

La simulation de réinjection permet d'évaluer les pertes par déflagration par un bilan

de masse dans la chambre. Le taux de consommation du combustible  $\dot{m}_{\text{CH}_4,def}$  est alors

$$\dot{m}_{\text{CH}_4,def}(t) = \dot{m}_{\text{CH}_4,in}(t) - \dot{m}_{\text{CH}_4,out}(t) - \frac{m_{\text{CH}_4}(t + \Delta t) - m_{\text{CH}_4}(t)}{\Delta t} \quad (4.18)$$

avec  $\dot{m}_{\text{CH}_4,in}(t)$  et  $\dot{m}_{\text{CH}_4,out}(t)$  les débits de combustible entrant et sortant de la chambre et  $m_{\text{CH}_4}(t)$  la masse de combustible dans la chambre à l'instant  $t$ .

La figure 4.21 présente l'évolution du taux de consommation du combustible dans le calcul, adimensionné par le débit moyen injecté  $\bar{m}_{\text{CH}_4}$ . Le taux de consommation ne fait qu'augmenter pendant le calcul, pour atteindre 15% du débit de combustible injecté. Cette évolution est causée par l'augmentation de l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés à mesure que les ergols sont injectés dans la chambre. Le développement de la turbulence autour du jet peut également favoriser l'augmentation de la déflagration. Ces pertes sont limitées ici puisqu'elles représentent en moyenne 7% de la masse totale du mélange injecté lors de la simulation, d'après la figure 4.21.

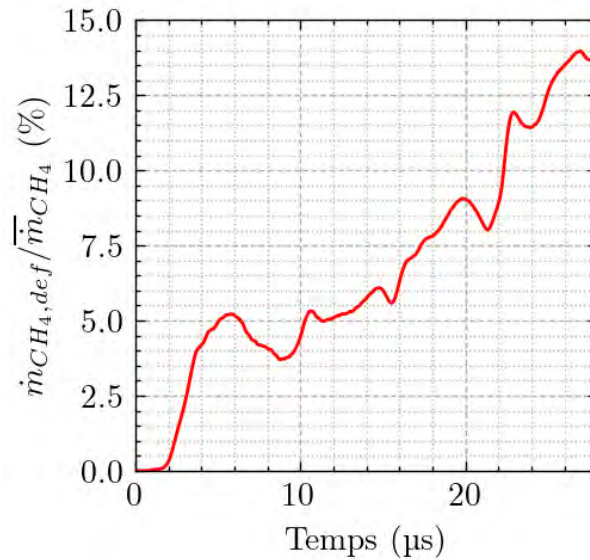


FIGURE 4.21 – Taux de consommation du combustible en déflagration au cours du calcul de réinjection pour le couple  $\text{CH}_4/\text{O}_2$

La fraction des ergols mélangés à la stœchiométrie  $\eta_D$  est de l'ordre de 65% à la fin du calcul, et ce malgré la faible durée d'injection. Cette fraction est plus élevée que pour le mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$  (50%, Sous-sect. 4.2.1), notamment en raison de la réduction des pertes par déflagration. L'injecteur ITEM est donc aussi bien adapté au couple  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ .



# Étude expérimentale d'un RDE à prémélange partiel

---

## Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Analyse des aspects transitoires</b>	<b>105</b>
5.1.1	Phase d'allumage	105
5.1.2	Phase de variation du nombre de fronts	108
<b>5.2</b>	<b>Analyse des régimes permanents</b>	<b>113</b>
5.2.1	Combustible H <sub>2</sub>	113
5.2.2	Combustible CH <sub>4</sub>	118

---

L'injecteur ITEM conçu numériquement (Sec. 4.1) a été fabriqué et installé sur la RDC de l'Institut Pprime afin d'analyser son efficacité sur la base de la qualité des régimes de détonation rotative obtenus. Des expériences ont aussi été conduites avec l'injecteur TRIPLET à fin de comparaison. Ce chapitre détaille d'abord les dynamiques transitoires des fronts de combustion lors de la phase d'allumage, puis lors de la transition vers un régime de détonation rotative. En particulier, les phénomènes de variation du nombre de fronts sont discutés sur la base d'enregistrements par chimiluminescence. Les régimes observés après ces phases transitoires sont ensuite décrits pour différents combustibles (H<sub>2</sub> et CH<sub>4</sub>) et géométries de chambre (espace annulaire, longueur de chambre et section de sortie variables). Les données expérimentales sont disponibles en Annexe E.

## 5.1 Analyse des aspects transitoires

### 5.1.1 Phase d'allumage

Le prédétonateur peut être installé à deux positions, tangentiellement au canal annulaire et proche de l'injection, ou radialement et proche de la sortie de la chambre (Sous-sect. 3.1.3). Si les deux positions sont représentées ensemble sur la figure 5.1, elles n'ont pas été

utilisées ensemble pour un même essai. Dans tous les cas, le prémélange stœchiométrique  $C_2H_4/O_2$  est utilisé pour initier la détonation dans le prédétonateur. La figure 5.1 présente les enregistrements de pression lors de l'allumage pour chaque position, avec le mélange  $CH_4/O_2$  ( $ER = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s). Lorsque l'allumage est proche de l'injection (a), les capteurs de pression indiquent qu'une détonation se propage dans la chambre dès la sortie du prédétonateur. D'après la chronologie des enregistrements, deux fronts contra-rotatifs, notés (1) et (2), sont initiés dans la chambre malgré l'orientation azimuthale du tube de prédétonation. Lorsque l'allumage est proche de la sortie (b), le capteur le plus proche du prédétonateur (P2) mesure une montée progressive de la pression (notée 3), probablement liée à un front réactif rapide. Les capteurs plus éloignés de l'allumage indiquent ensuite l'initiation d'une détonation. À nouveau, les signaux montrent l'initiation de deux fronts contra-rotatifs.

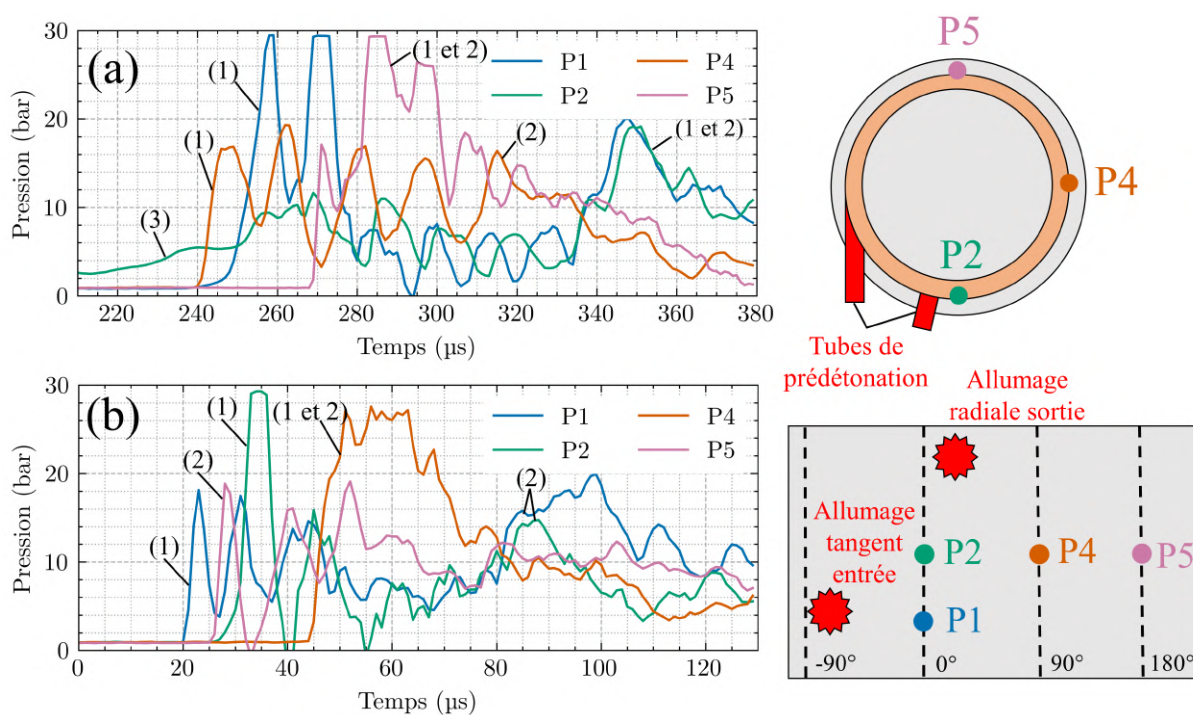


FIGURE 5.1 – Enregistrements de pression lors de l'allumage avec le mélange  $CH_4/O_2$ ,  $ER = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s et l'injecteur ITEM. Prédétonateur en positions (a) tangente proche de l'injection, et (b) radiale en sortie de chambre. Premier front de détonation (1), second front de détonation (2), front de flamme (3)

Les mécanismes d'allumage observés dépendent de la position du prédétonateur, cependant ils conduisent à des régimes de détonation permanents semblables. La paroi en quartz ne permet pas de positionner un prédétonateur proche de l'injection. Ainsi, dans notre étude, nous avons choisi l'allumage en sortie pour pouvoir confronter les enregistrements de pression obtenus dans la RDC avec une paroi métallique (Sous-sect. 3.1.3) et les enregistrements de chimiluminescence à travers la paroi en quartz.

La figure 5.2 présente des images de chimiluminescence obtenues par le côté de la chambre transparente, avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s). L'image (a) montre la zone réactive formée au voisinage du prédétonateur situé derrière le corps central. L'image (b) montre la remontée du front réactif vers l'injection, à environ 1000 m/s et sa propagation azimuthale. Cette faible valeur de vitesse indique que ce front n'est pas une détonation, bien que supersonique par rapport aux gaz frais. L'image (c) montre l'instant après la réflexion sur la surface d'injection des ondes de pression liées à ce front, qui initie une détonation. L'image (d) montre que cette détonation contourne le corps central et se propage azimuthalement et axialement. Pour les mélanges  $\text{C}_2\text{H}_4/\text{O}_2$  et  $\text{H}_2/\text{O}_2$ , plus détonant que  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ , la détonation est amorcée directement, c'est-à-dire sans réflexion préalable de l'onde sur la surface d'injection (Fig. 5.3).

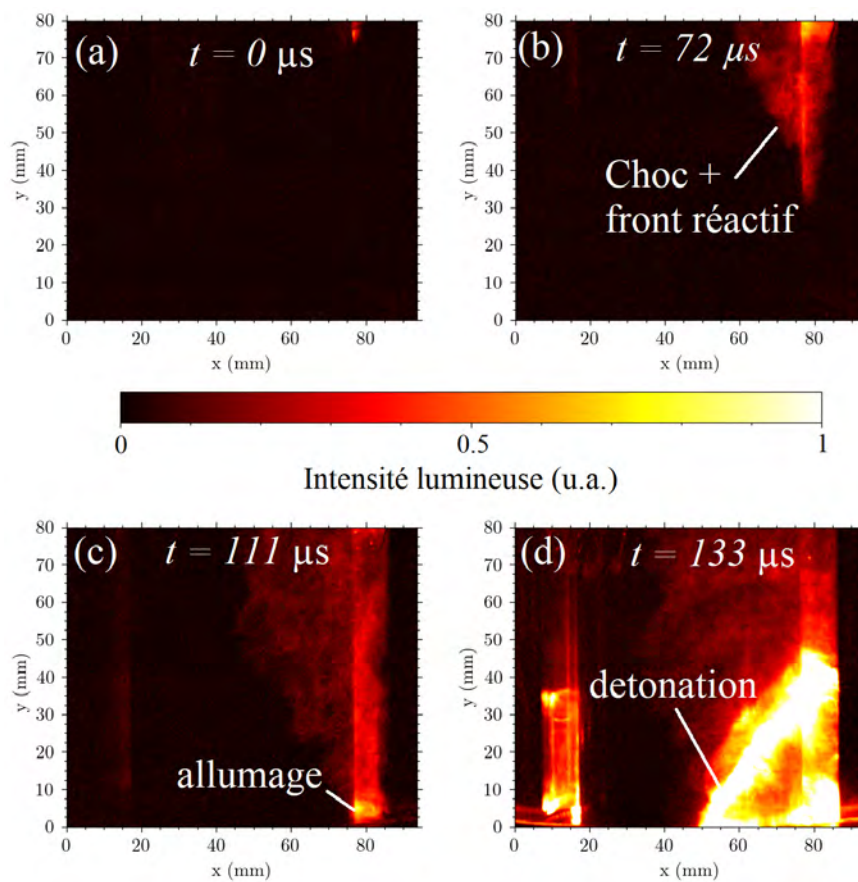


FIGURE 5.2 – Visualisation par le côté de la chimiluminescence lors de la phase d'allumage avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s) et l'injecteur ITEM

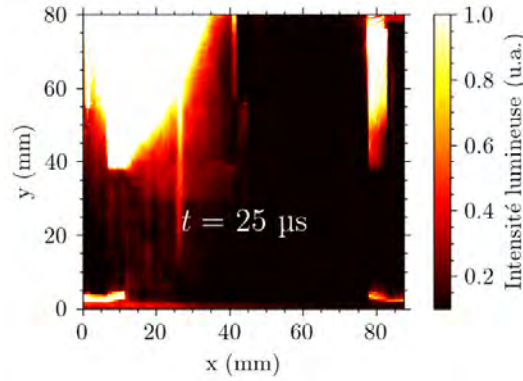


FIGURE 5.3 – Visualisation par le côté de la chimiluminescence lors de la phase d'allumage avec le mélange  $C_2H_4/O_2$  ( $ER = 1,1$ ,  $\dot{m} = 100$  g/s) et l'injecteur ITEM

### 5.1.2 Phase de variation du nombre de fronts

#### Établissement d'un régime de détonation

La figure 5.4 présente un exemple d'enregistrements de pression dans la chambre et dans le plenum de carburant entre l'allumage et l'établissement d'un régime de détonation pour le mélange  $CH_4/O_2$  ( $ER = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s). La pression dans la RDC devient supérieure à la pression d'injection 150  $\mu s$  après l'allumage, et l'injection de gaz frais est alors bloquée pendant une centaine de microsecondes. Durant cet intervalle de temps, la détonation n'a plus de gaz réactifs à consommer et s'éteint. De nouveaux fronts rotatifs apparaissent 1 ms après l'allumage. Ce délai est du même ordre de grandeur que ceux rapportés dans de précédentes études [125, 136].

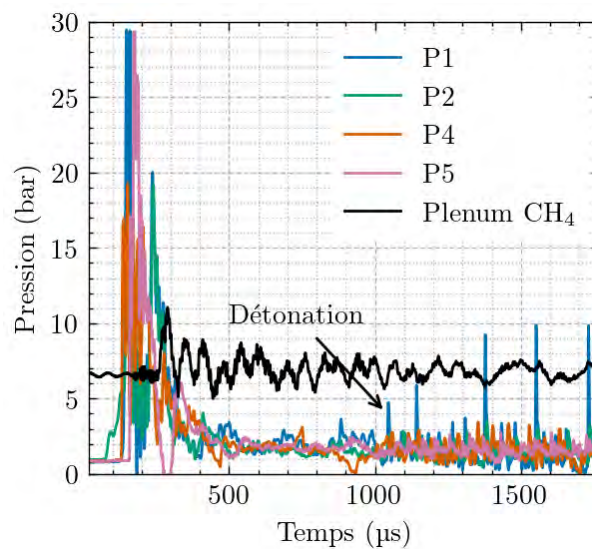


FIGURE 5.4 – Enregistrements de pression lors de l'allumage, avec une transition vers un régime établi avec un seul front de détonation rotative avec le mélange  $CH_4/O_2$ ,  $ER = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s et l'injecteur ITEM



La figure 5.5 présente le diagramme  $(\theta, t)$  obtenu à partir des visualisations par chimiluminescence de la sortie lors de la phase d'allumage et de la transition vers un régime rotatif de l'essai discuté précédemment. Les traces des fronts sur ce diagramme confirment la présence d'une phase de transition qui débute par l'initiation de deux fronts contra-rotatifs ( $t = 0$  ms). Les visualisations montrent qu'après l'extinction de la détonation, des chocs continuent de se propager ( $0,2 < t < 0,4$  ms) avant l'apparition et l'installation de trois fronts de détonation co-rotatifs ( $t \approx 1$  ms). L'un des fronts gagne ensuite en intensité puis rattrape les deux autres pour n'en former qu'un seul à  $t > 2$  ms.

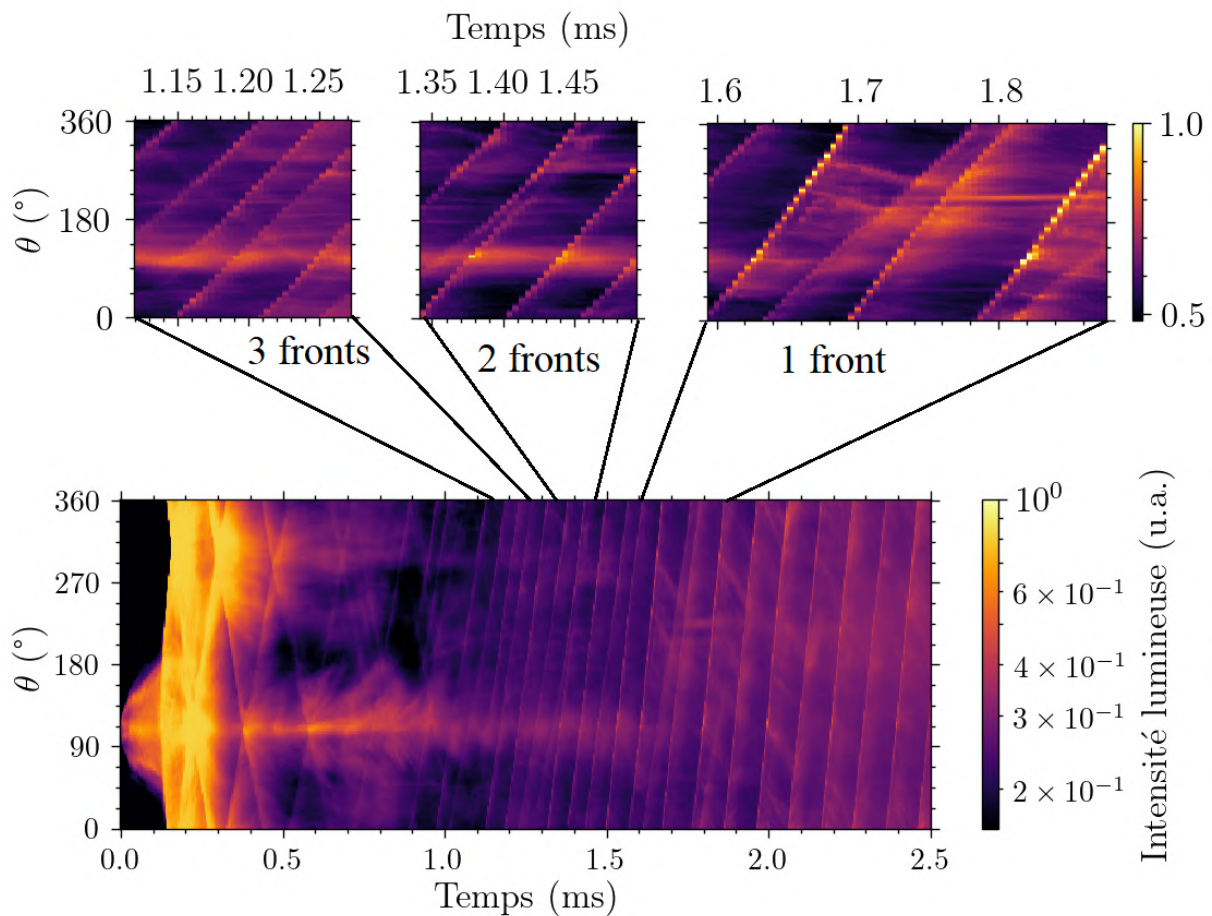


FIGURE 5.5 – Diagramme  $(\theta, t)$  de chimiluminescence en sortie de RDC lors de l'allumage, avec une transition vers un régime de détonation rotative avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  (ER = 1,2,  $\dot{m} = 160$  g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 10 mm

### Transition du régime de détonation

Le spectrogramme du signal délivré par le capteur P1 est donné sur la figure 5.6. Il montre une transition du régime de détonation de 1 à 2 fronts 165 ms après l'allumage. En effet, la fréquence de passage de la détonation sur le capteur P1 augmente de 11 à 18 kHz.

Les diagrammes  $(\theta, t)$  (Fig. 5.7) obtenus à partir des visualisations en sortie de chambre confirment cette transition. Elle commence à  $t = 165,55$  ms et  $\theta = 200^\circ$  sur la figure 5.7a, avec l'apparition d'un nouveau front réactif (1) devant le front initial. La détonation initiale s'amortit jusqu'à l'extinction (2). Le nouveau front fait 2 rotations, puis un nouveau front apparaît à 165,8 ms et le phénomène se répète encore 2 fois avec une augmentation progressive du délai entre les fronts, ce qui permet au premier front de persister après la formation du deuxième front à 166,2 ms.

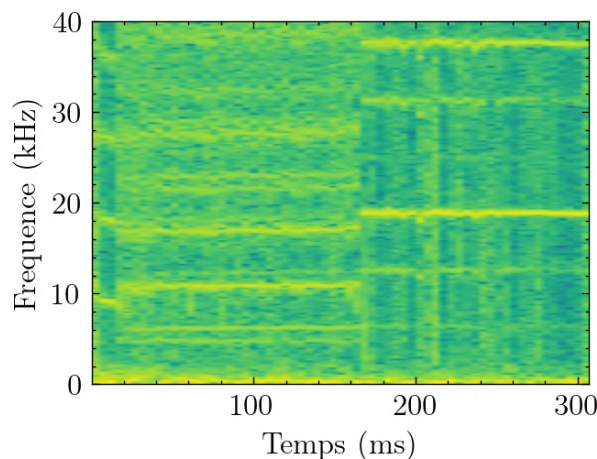


FIGURE 5.6 – Spectrogramme du signal de pression mesuré en P1 au cours d'un essai avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $ER = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 10 mm

Le système à 2 fronts continue à exister jusqu'à environ 173,1 ms, mais il n'est pas bien stable car l'intensité des fronts et leur vitesse varient continûment (Fig. 5.7b). Il arrive ensuite un changement brusque à un seul front net qui persiste jusqu'à 174,75 ms. La transition finale à 2 fronts stables se passe au bout de seulement 2 rotations (Fig. 5.7c).

Bennewitz et al. [236] ont proposé une description détaillée de la dynamique des fronts lors de la transition de leur nombre, mais les mécanismes à l'origine de cette modification de régime restent mal compris. Pour mieux les comprendre, les enregistrements de la chimiluminescence pour différents instants, avant et au cours de la transition, sont donnés sur la figure 5.8. La zone devant la détonation est plus lumineuse à  $t = 165,25$  ms (b) qu'à  $t = 100$  ms (a), alors que le front de détonation apparaît moins intense. La figure 5.8c montre que la déflagration devient tellement intense qu'il est difficile de la différencier de la détonation. Après une nouvelle rotation du front réactif (Fig. 5.8d), deux fronts de détonation sont visibles. Les visualisations par le côté confirment ces observations, avec initialement un front de détonation très lumineux et une zone de déflagration peu intense (Fig. 5.9a), puis l'augmentation de l'intensité de la déflagration (Fig. 5.9b) jusqu'à ce que la position de la détonation ne puisse plus être distinguée (Fig. 5.9c). Il vient enfin

l'apparition des deux fronts de détonation co-rotatifs (Fig. 5.9d).

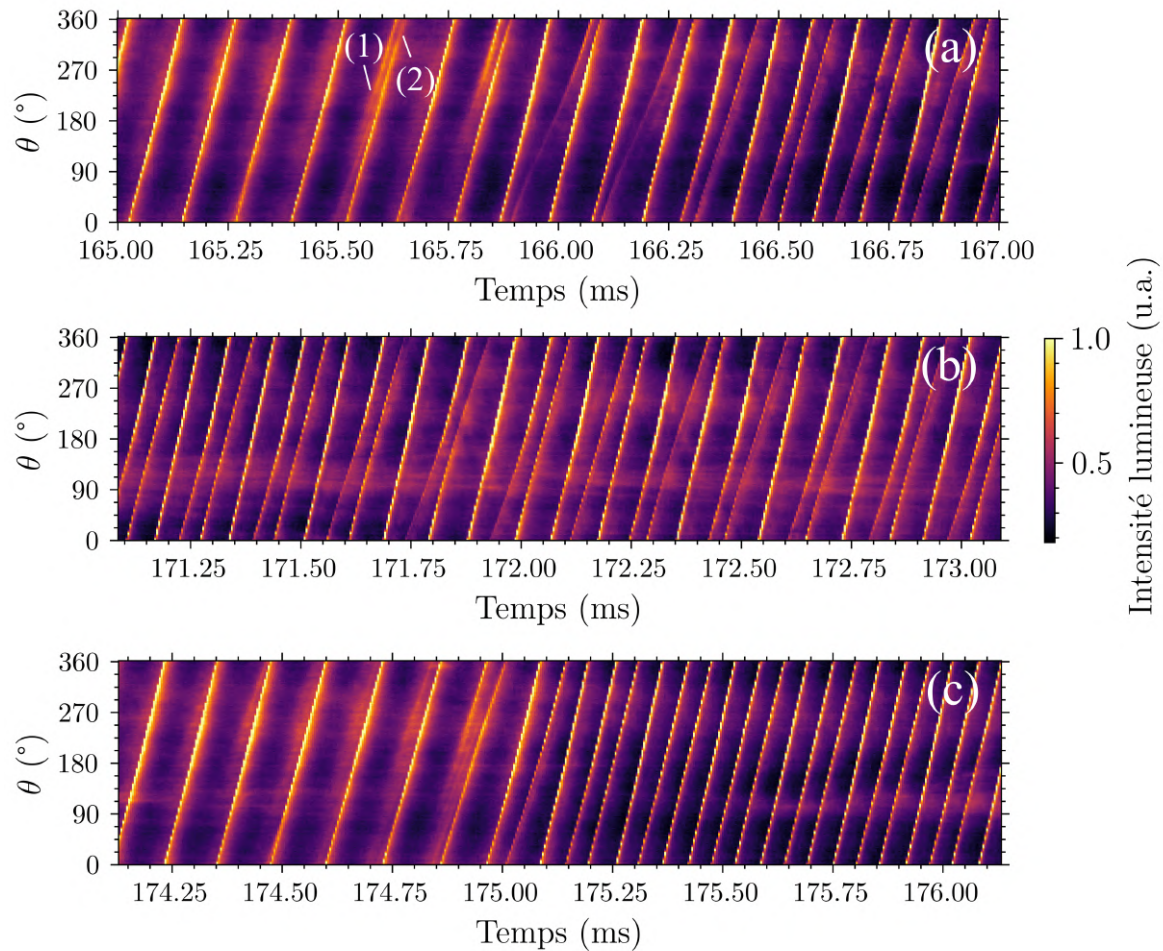


FIGURE 5.7 – Diagramme  $(\theta, t)$  à trois intervalles de temps lors de la transition de régime d'un à deux fronts co-rotatifs de détonation avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s), un espace annulaire de 10 mm et l'injecteur ITEM. Image (a) : (1) nouveau front réactif, (2) détonation initiale amortie.

La déflagration diminue la quantité de gaz frais disponible pour la détonation et l'affaiblit. Le nouveau front réactif (1) identifié sur la figure 5.7a peut résulter d'une transition-déflagration-détonation générée par l'accélération de la déflagration présente devant la détonation. Les mécanismes d'accélération des déflagrations sont complexes et font intervenir de nombreux phénomènes (acoustique, turbulence, échanges aux parois, géométrie du confinement, rugosités, mode d'amorçage). Le processus d'injection est stable au cours d'un essai et aucun élément mécanique ne perturbe la propagation de la détonation, mais la déflagration gagne en intensité. Une explication peut être que les parois de la chambre chauffent au cours de l'essai et transfèrent une partie de cette chaleur aux gaz frais. Dans un autre domaine, Mejia et al. [237] ont montré pour un brûleur à fente qu'une variation de la température de paroi peut mener à l'apparition d'instabilités thermo-acoustiques. Ainsi, bien que les dynamiques de la RDC et du brûleur



soient différentes, des transferts thermiques peuvent provoquer la modification du nombre de fronts dans une RDC.

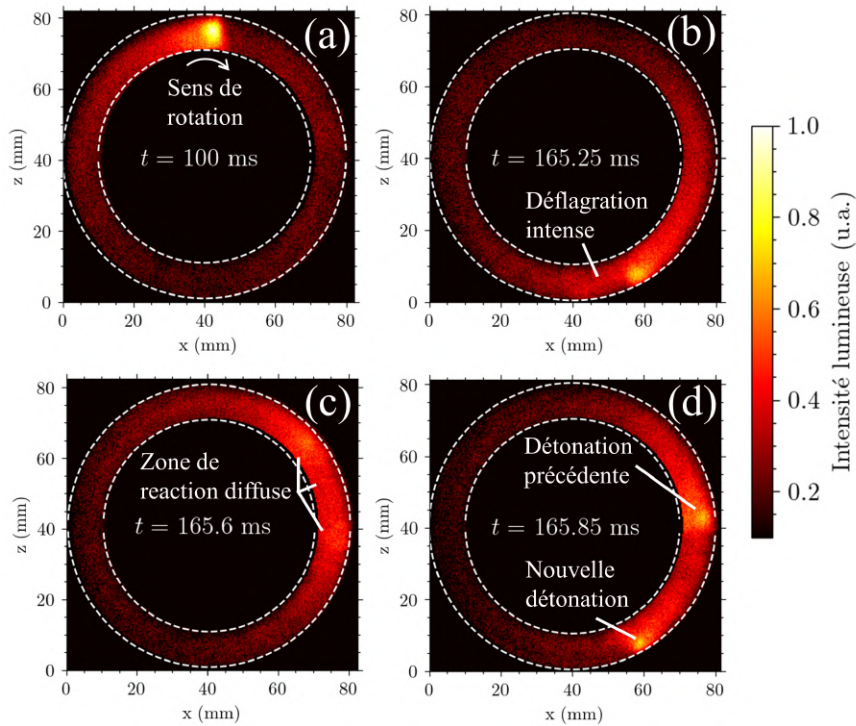


FIGURE 5.8 – Visualisations par chimiluminescence par la sortie de la RDC avec l'injecteur ITEM à différents instants

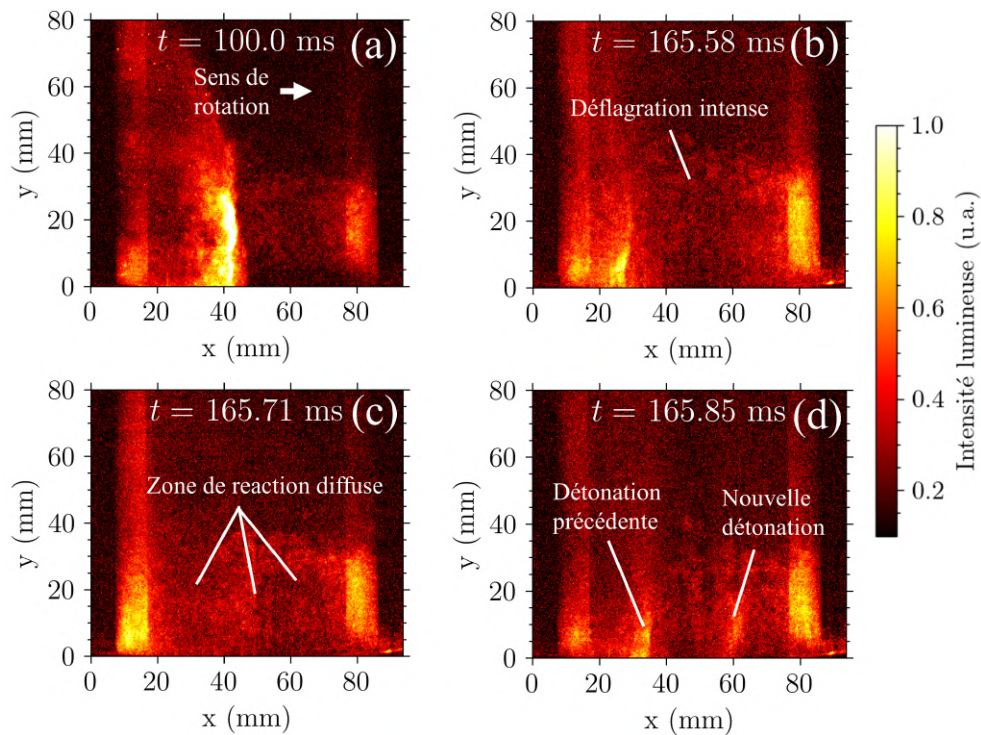


FIGURE 5.9 – Visualisations par chimiluminescence par le côté de la RDC avec l'injecteur ITEM à différents instants



## 5.2 Analyse des régimes permanents

### 5.2.1 Combustible H<sub>2</sub>

Les modes observés sont classés en trois catégories :

1. mode de détonation (symboles de couleur), soit un ou plusieurs fronts de détonation co-rotatifs se propageant en continu dans la chambre pendant la majorité de la durée de l'essai ;
2. mode instable (losange noir), soit un ou plusieurs fronts réactifs, chacun couplé à une onde de pression, se propageant de façon chaotique dans la chambre, ce qui correspond à des ondes qui s'initient et s'éteignent stochastiquement ou à des fronts contra-rotatifs ;
3. mode de déflagration (croix noire).

La figure 5.10 présente les modes de combustion des mélanges H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> dans le plan richesse-débit total pour les injecteurs ITEM et TRIPLET et des RDCs sans restriction en sortie. La longueur des chambres a été fixée à 110 mm et les espaces annulaires considérés étaient  $e = 5$  ou 10 mm. Des modes de détonation n'ont été obtenus qu'avec l'injecteur ITEM, l'espace annulaire de 10 mm et des débits faibles. L'injecteur TRIPLET n'a pas été conçu pour ce couple d'ergols, ce qui explique l'absence de régimes stables de détonation rotative. On note également que l'injecteur ITEM, pourtant conçu pour permettre l'installation de régimes de détonation dans ces conditions, a conduit à l'observation de modes pour la plupart instables.

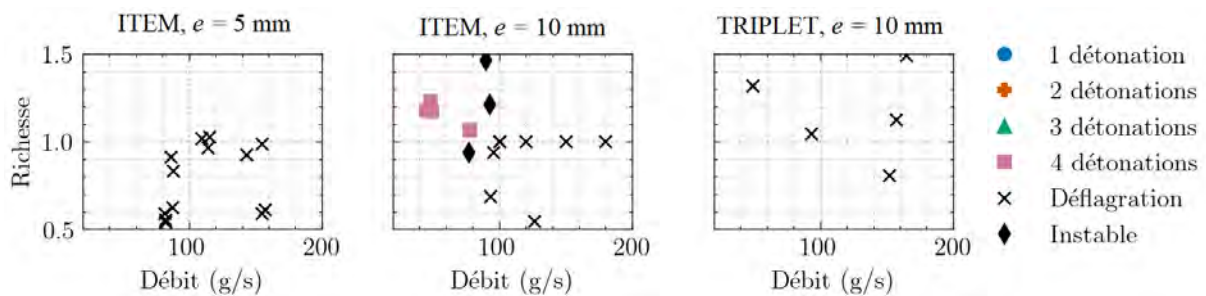


FIGURE 5.10 – Régimes de fonctionnement obtenus avec le mélange H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>

L'injection partiellement prémélangée peut mener à une remontée de la détonation dans la préchambre de l'injecteur si la relation  $d_{inj} < \lambda/\pi$  n'est pas respectée. La taille de cellule de détonation  $\lambda$  du mélange H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> diminue lorsque la pression augmente selon la loi

$$\lambda = aP^b, \quad (5.1)$$

avec les coefficients  $a \approx 384$ ,  $b \approx -1,07$ ,  $P$  en Pa et  $\lambda$  en m, qui ont été évalués à partir des données expérimentales [189, 190, 238-240]. Comme la pression augmente dans l'injecteur avec le débit, la remontée de la détonation est plus probable à haut débit.

La figure 5.11 présente trois enregistrements de la chimiluminescence dans la RDC creuse, vue par la sortie lors de l'allumage avec le mélange  $H_2/O_2$  ( $\dot{m} = 115$  g/s, ER = 0,7). Les contours des orifices des préchambres sont lumineux et visibles derrière le front de détonation initié à l'allumage (a), mais ils disparaissent rapidement (b). Cette lumière peut donc provenir des produits de détonation qui remontent dans la préchambre du fait de la détonation d'allumage, mais qui sont ensuite chassés par l'injection. À 345  $\mu$ s après l'allumage (c), la combustion dans la chambre est si peu intense que la caméra ne détecte pratiquement plus de lumière. Les signaux obtenus avec un temps de pause plus long et une focale plus courte (Fig. 5.12) ne permettent pas de conclure sur l'installation de la combustion dans la préchambre.

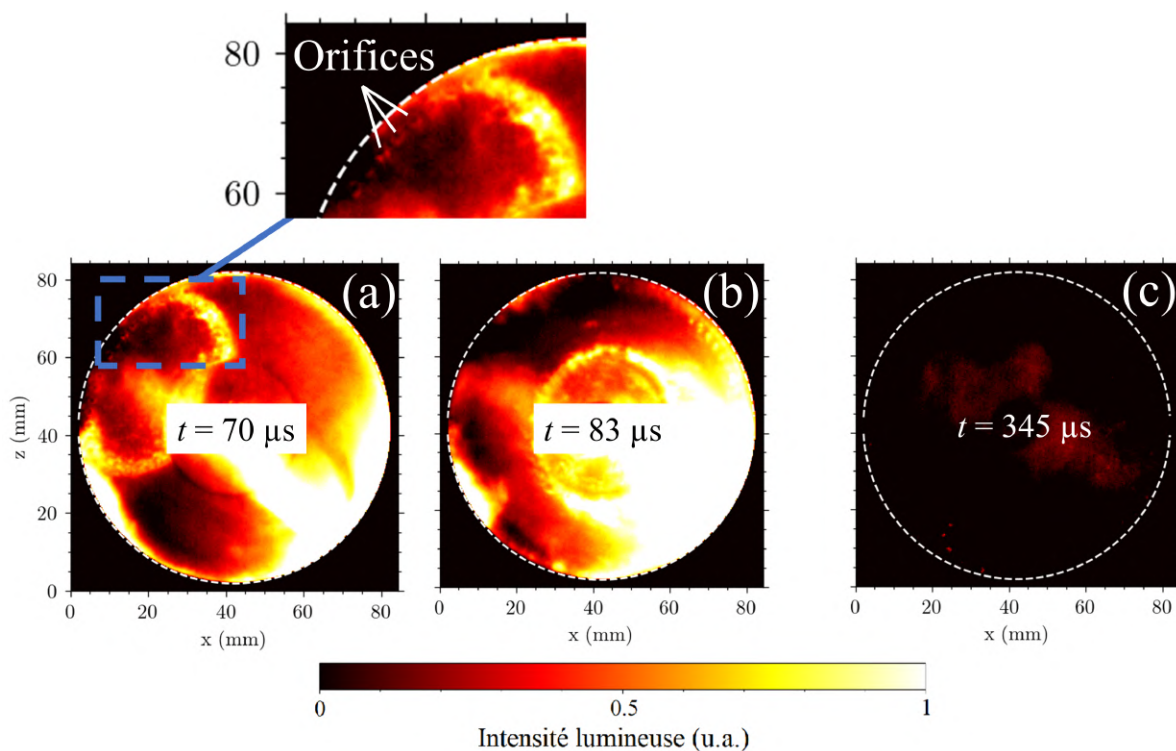


FIGURE 5.11 – Enregistrements instantanés de la chimiluminescence par la sortie de la RDC en configuration creuse lors de l'allumage avec le mélange  $H_2/O_2$  ( $\dot{m} = 115$  g/s ER = 0,7) et l'injecteur ITEM

Les difficultés de visualisations de la chimiluminescence de l'espèce  $OH^*$  dans l'UV ont motivé la réalisation d'essais avec le couple  $C_2H_4/O_2$  afin d'observer la chimiluminescence de l'espèce  $CH^*$  dans le spectre visible. Ce mélange est en effet caractérisé par une très faible taille de cellule  $\lambda$  et une large gamme d'inflammabilité, comme le couple  $H_2/O_2$ . Ces expériences ont également mené à des régimes de déflagration. La figure 5.13 présente

les visualisations de la chimiluminescence par le côté et la sortie de la RDC moyennée en temps avec le couple  $C_2H_4/O_2$ . Les flammes y sont visibles près de la paroi extérieure et de la surface d'injection ( $y = 0$  mm), et on peut y distinguer les trous d'injection, ce qui indique l'installation de la combustion dans ou juste à la sortie de la préchambre.

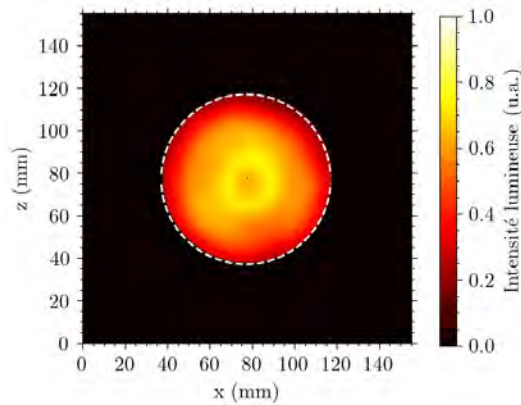


FIGURE 5.12 – Enregistrement instantané de la chimiluminescence par la sortie de la RDC en configuration creuse 10 ms après l'allumage avec le mélange  $H_2/O_2$  ( $\dot{m} = 115$  g/s ER = 0,7) et l'injecteur ITEM

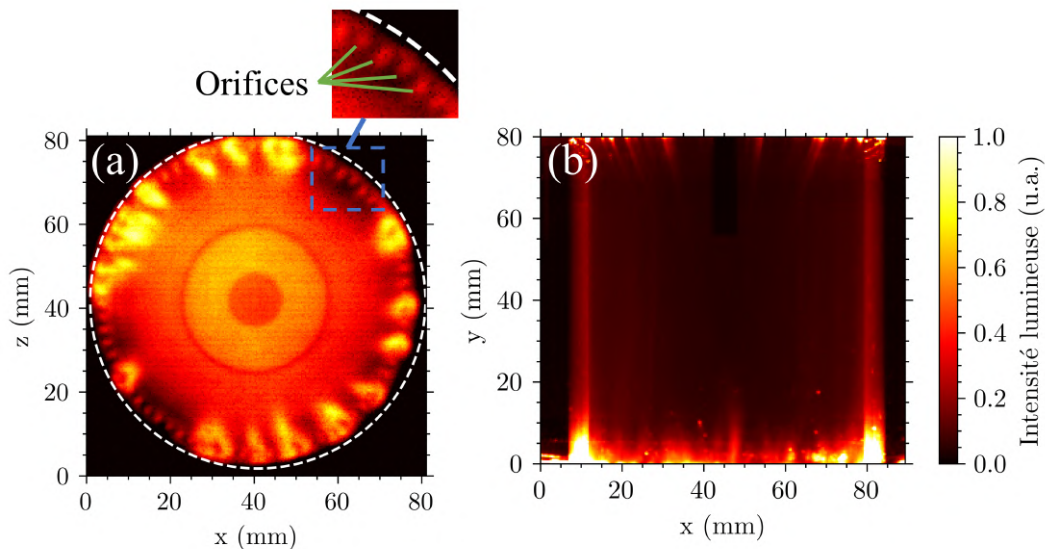


FIGURE 5.13 – Moyenne sur 1 ms de la chimiluminescence par la sortie (a) et le côté (b) de la RDC en configuration creuse avec le mélange  $C_2H_4/O_2$  ( $\dot{m} = 110$  g/s ER = 1,1) et l'injecteur ITEM

La figure 5.14 présente l'état de surface des orifices de la préchambre après une vingtaine d'essais avec les couples  $H_2/O_2$  et  $C_2H_4/O_2$ . L'intérieur de la préchambre et la surface d'injection présentent des zones violettes et orangées, signes d'une oxydation liée à une montée en température [241]. Cette observation corrobore l'installation de la combustion dans la préchambre dans certains essais.

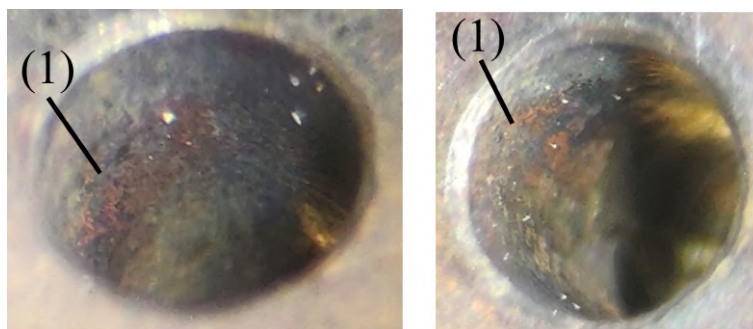


FIGURE 5.14 – État de surface de l'injecteur ITEM en contact avec des gaz après une vingtaine d'essais avec les couples  $\text{H}_2/\text{O}_2$  et  $\text{C}_2\text{H}_4/\text{O}_2$ . Zone ayant subi une montée de température importante (1)

Des essais avec le mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$  (50%  $\text{N}_2$  et 50%  $\text{O}_2$ ) ont été réalisés dans la chambre de 10 mm d'espace annulaire afin de vérifier que la faible plage de fonctionnement en détonation provient de la trop faible taille de cellule et l'inflammabilité importante des mélanges  $\text{H}_2/\text{O}_2$  et  $\text{C}_2\text{H}_4/\text{O}_2$ . La dilution par  $\text{N}_2$  réduit la vitesse de flamme et la plage de concentration inflammable, ce qui complique l'installation de la déflagration dans l'injecteur. Des régimes de détonation ont alors été obtenus pour tous les débits testés entre 50 et 150 g/s environ, pour des richesses proches de la stœchiométrie. La figure 5.15 présente un exemple de signaux de pression. Cette dilution induit un déséquilibre des pressions d'injection avec l'injecteur ITEM ( $P_{ox} \approx 1,4P_{fuel}$ ), et donc une stratification importante des ergols dans la couche de mélange, d'où les vitesses de détonation limitées à 70% de  $D_{CJ}$ .

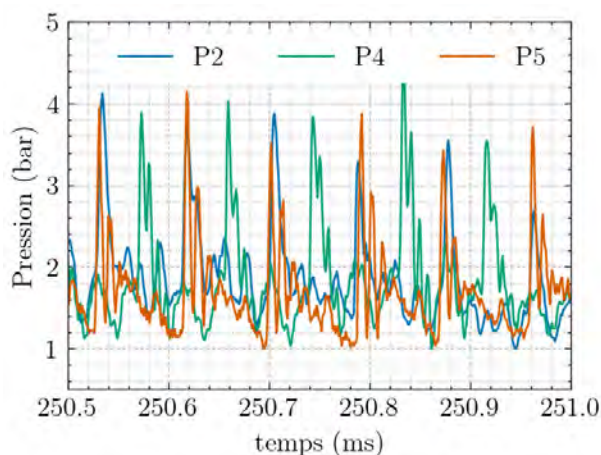


FIGURE 5.15 – Signaux de pression lors d'un essai  $\text{H}_2/\text{O}_2/\text{N}_2$  (50%  $\text{N}_2$  et 50%  $\text{O}_2$ ) avec un débit total de 150 g/s, injecteur ITEM et  $e = 10$  mm.

Le rapport de vitesse  $D/D_{CJ}$  donne des indications sur la qualité du mélange consommé par la détonation [242] et sur les performances propulsives attendues de la RDC [129]. La vitesse de la détonation est calculée à partir de l'équation (3.6) dans laquelle  $r$  est le

rayon auquel la détonation se propage. Celui-ci est évalué à partir des visualisations de la chimiluminescence par la sortie, moyennées en positionnant la détonation à la même coordonnée azimutale. La figure 5.16 montre que la détonation se propage toujours au voisinage des orifices d'injection, c'est-à-dire au rayon d'injection  $r_{inj}$ . L'injection étant axiale dans cette étude, le jet a plutôt tendance à se développer selon l'axe de la chambre et les gaz frais ne remplissent qu'une partie de l'espace annulaire, centrée au-dessus des orifices. Ainsi, la détonation se positionne préférentiellement là où les gaz frais sont le mieux mélangés.

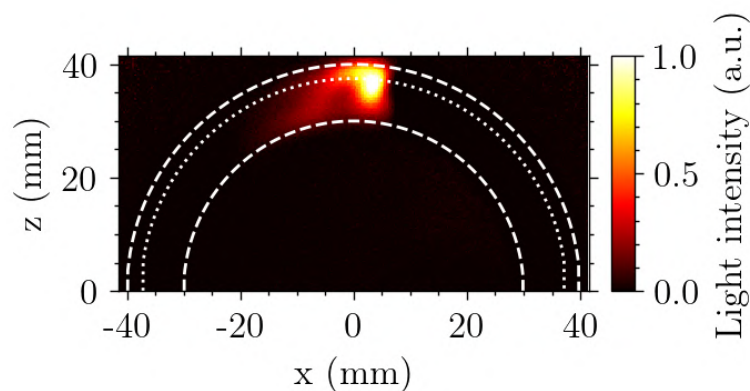


FIGURE 5.16 – Moyenne phasée des enregistrements de la chimiluminescence par la sortie de la RDC. Le canal annulaire est indiqué par les tirets et le rayon d'injection par les pointillés. Injecteur ITEM avec  $e = 10$  mm et le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\dot{m} = 160$  g/s, ER = 1,2)

La figure 5.17 présente les vitesses de détonation adimensionnées par la valeur théorique  $D_{CJ}$ , obtenues avec l'injecteur ITEM dans la RDC annulaire pour le mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$ , en comparaison aux résultats de la littérature. La vitesse  $D_{CJ}$  est calculée à partir de la richesse moyenne des ergols injectés lors de chaque essai et des conditions ambiantes (1 bar et 293 K). Les vitesses rapportées dans la littérature sont en général données par rapport au rayon moyen de la chambre. Nous les avons recalculées par rapport au rayon d'injection  $r_{inj}$  pour que la comparaison avec nos résultats soit pertinente.

La figure 5.17 montre que pour les flux supérieurs à  $20$  kg/s/m<sup>2</sup>, l'injecteur ITEM donne des vitesses de détonation de l'ordre de 80% de  $D_{CJ}$  ou plus, ce qui confirme un bon mélange devant la détonation. Il existe peu de données expérimentales dans la littérature pour le mélange  $\text{H}_2/\text{O}_2$  dans les RDCs, mais dans nos conditions, les vitesses obtenues sont essentiellement supérieures ou égales à celles-ci, ce qui indique une bonne qualité de mélange avec l'injecteur ITEM.



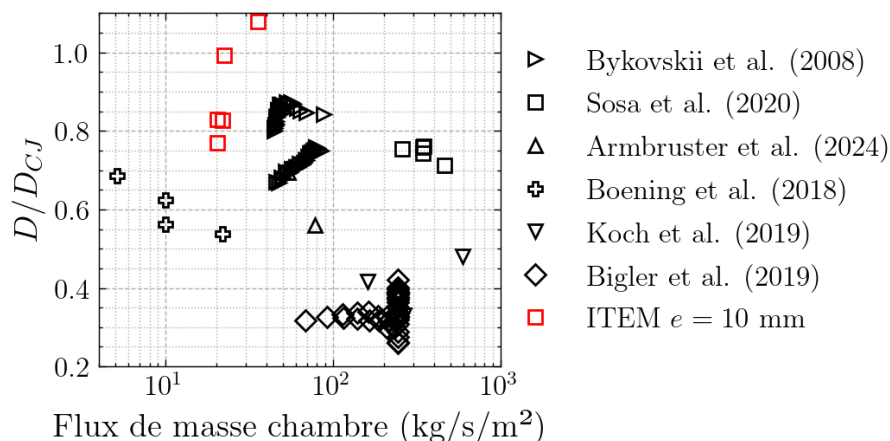


FIGURE 5.17 – Rapport  $D/D_{CJ}$  en fonction du flux de masse dans des RDCs annulaires fonctionnant avec le mélange  $H_2/O_2$  [118, 119, 152, 243-245]

## 5.2.2 Combustible $CH_4$

### Effets de l'injecteur

Le mélange  $CH_4/O_2$  a une inflammabilité beaucoup plus faible que  $H_2/O_2$ , ce qui laisse espérer une gamme de fonctionnement avec des régimes de détonation stable plus large. La figure 5.18 présente les régimes de fonctionnement obtenus avec le mélange  $CH_4/O_2$ , les injecteurs ITEM et TRIPLET et les deux espaces annulaires  $e = 5$  et 10 mm.

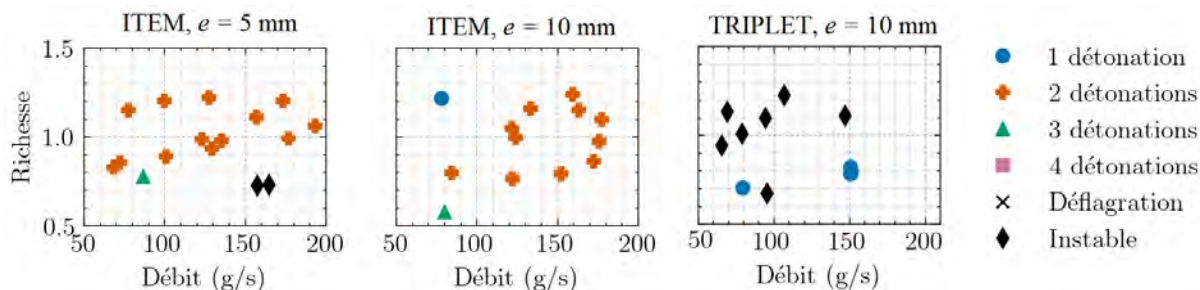


FIGURE 5.18 – Régimes de fonctionnement obtenus avec le mélange  $CH_4/O_2$

La plupart des régimes obtenus avec l'injecteur TRIPLET sont instables. Parmi celles testées, seules deux conditions donnent un fonctionnement stable, avec un seul front de détonation. En revanche, l'injecteur ITEM offre de larges gammes de richesse et de débit conduisant à des fonctionnements stables, avec un ou plusieurs fronts de détonation.

Pour les deux espaces annulaires et ITEM, la plupart des conditions donnent un mode à 2 fronts co-rotatifs dans toute la gamme de débit étudiée, mais à des débits inférieurs à 100 g/s, on obtient 3 fronts à une faible richesse ou 1 seul front à une richesse élevée pour  $e = 10$  mm. Bigler et al. [152] ont aussi rapporté une variation importante du nombre de

détonations rotatives en fonction de la richesse. Des modes instables ont également été obtenus à faible richesse et un débit supérieur à 150 g/s pour  $e = 10$  mm.

La figure 5.19 présente les vitesses de détonation adimensionnées par la valeur théorique  $D_{CJ}$ , obtenues avec les injecteurs ITEM et TRIPLET dans la RDC annulaire pour le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ , en comparaison aux résultats de la littérature. Comme pour  $\text{H}_2/\text{O}_2$  (Fig. 5.17), les vitesses disponibles dans la littérature ont été recalculées au rayon d'injection  $r_{inj}$ .

Comme pour  $\text{H}_2/\text{O}_2$ , c'est l'injecteur ITEM qui donne les vitesses les plus élevées pour les débits et richesses testés dans l'espace annulaire le plus large  $e = 10$  mm. Ces vitesses atteignent  $\approx 90\% D_{CJ}$ , valeurs qui, à notre connaissance, sont les plus élevées relativement à celles rapportées à ce jour pour le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ . Ici aussi, l'injecteur ITEM génère donc un meilleur mélange pour la détonation. Néanmoins, les débits les plus faibles donnent une grande variabilité du rapport  $D/D_{CJ}$  (de 70% à 90 %), peut-être liée aux pressions d'injection plus faibles (injection subsonique), et à la variabilité du nombre du nombre de fronts aux débits les plus faibles.

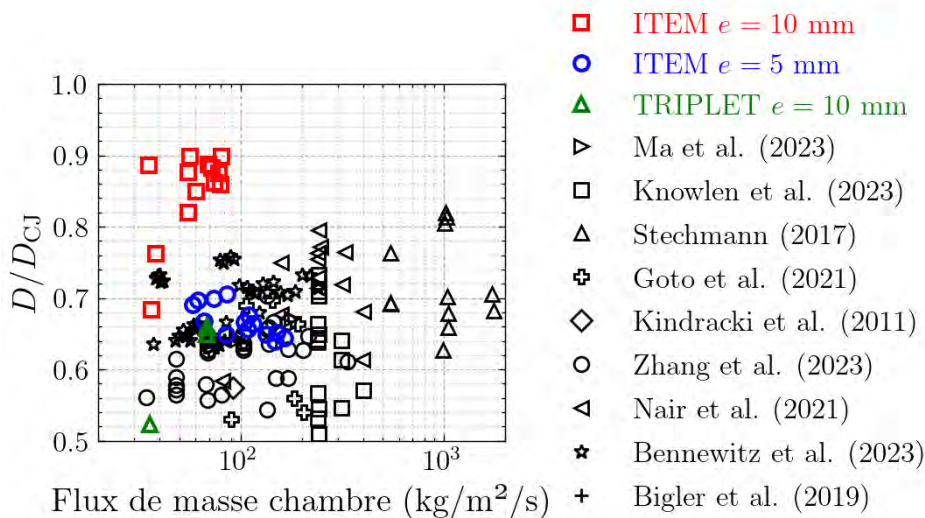


FIGURE 5.19 – Rapport  $D/D_{CJ}$  en fonction du flux de masse dans les RDCs annulaires fonctionnant avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  [123, 126, 141, 142, 152, 169, 246-248]

L'injecteur TRIPLET pour  $e = 10$  mm et l'injecteur ITEM pour l'espace annulaire plus petit  $e = 5$  mm donnent des résultats équivalents à ceux de la littérature, soit jusqu'à  $\approx 70\% D_{CJ}$ . Cela était attendu pour l'injecteur TRIPLET, inspiré des travaux de Goto et al. [246], dans lesquels  $D \approx 60\% D_{CJ}$ .

La figure 5.20 présente deux enregistrements de la chimiluminescence par la sortie de chambre pour le cas avec l'injecteur ITEM, avec  $\dot{m} = 160$  g/s et  $\text{ER} = 1,2$ . Au début de l'essai (Fig. 5.20a), les deux fronts de détonation ne sont pas équidistants. L'un a donc



plus de gaz frais bien mélangés à consommer et se propage donc plus vite que l'autre front. En conséquence, le premier front va rattraper le second, qui lui va disposer de plus en plus de gaz frais à consommer. On assiste ainsi à des cycles d'accélération et de décélération de ce couple de fronts, mis en évidence par les signaux de pression (Fig. 5.21). En effet, les signaux des capteurs P2 et P5 devraient être en phase si les deux fronts restaient équidistants. Cette succession de vitesses croissantes et décroissantes s'apparente au mode "waxing and waning" rapporté dans la littérature (Sous-sect. 2.3.2). Plus tard, au cours de l'essai (Fig. 5.20b), les fronts de détonation deviennent équidistants. Il y a également des ondes acoustiques contra-rotatives se propageant dans la chambre, mais leur faible intensité les rend difficiles à suivre.

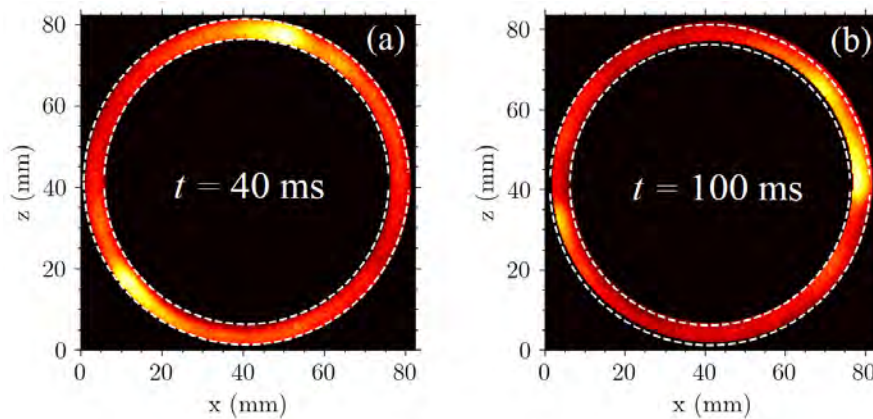


FIGURE 5.20 – Enregistrements instantanés de la chimiluminescence par la sortie de la RDC d'espace annulaire  $e = 5$  mm avec l'injecteur ITEM et le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  pour  $\dot{m} = 160$  g/s, ER = 1,2. (a) et (b) : à deux instants après l'allumage ( $t = 0$  ms).

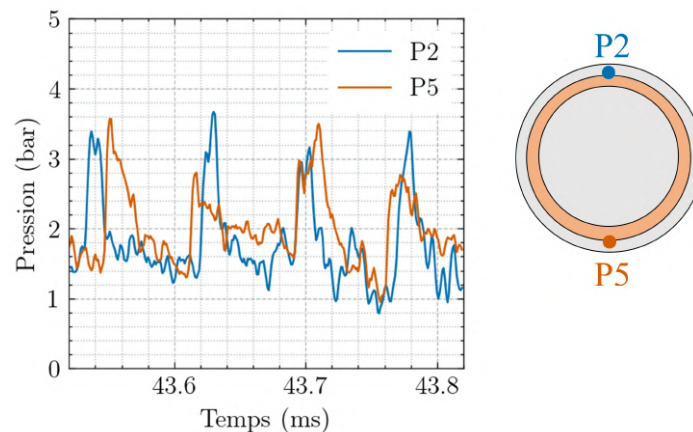


FIGURE 5.21 – Signaux de pression en paroi de la RDC avec  $e = 5$  mm et le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  pour  $\dot{m} = 160$  g/s, ER = 1,2

Les études de Wolanski [140] et de Knowlen et al. [141] indiquent que le nombre de fronts de détonation est lié au périmètre de la RDC et à la détonabilité du mélange. Au début de l'essai, le périmètre de la chambre semble être trop grand pour une seule onde,

mais trop petit pour deux, d'où la variation de leurs intensités. L'échauffement des parois et donc des gaz frais au cours de l'essai modifie la détonabilité du mélange, ce qui favorise la propagation de deux fronts co-rotatifs.

La figure 5.22 présente les diagrammes  $(\theta, t)$  issus des visualisations en sortie de chambre. Les images (a) et (b) montrent respectivement les résultats au début et pendant l'essai, comme pour la figure 5.20. Les pentes variables des lignes obliques sur l'image (a) illustrent et confirment l'accélération et la décélération des fronts de détonation.

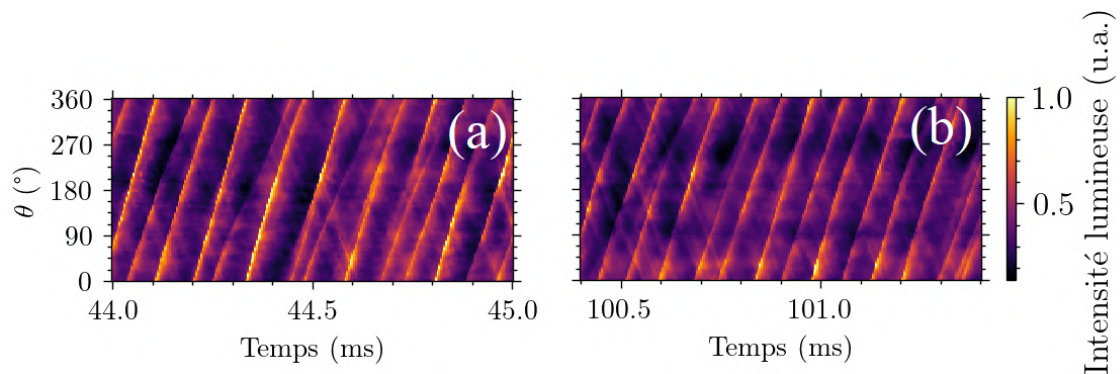


FIGURE 5.22 – Diagramme  $(\theta, t)$  sur deux intervalles de temps de l'essai avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 5 mm

Les deux images montrent aussi des lignes de pentes aux signes opposés à ceux des fronts de détonation, ce qui indique la présence d'ondes contra-rotatives. La FFT 2D de ces deux images (Fig. 5.23) confirme cette présence dès le début de l'essai et donne une vitesse de l'ordre de celle du son dans les gaz brûlés ( $\approx 1200$  m/s) pour ces ondes contra-rotatives. Ces ondes ne sont pas visibles dans la chambre d'espace annulaire de 10 mm (Fig. 5.24), ce qui pourrait indiquer que la couche de mélange frais est probablement plus uniforme. Plusieurs hypothèses peuvent être envisagées pour expliquer l'apparition des ondes contra-rotatives dans la chambre d'espace annulaire de 5 mm, comme la variation de la hauteur de la couche de mélange causée par l'oscillation de vitesse des fronts de détonation et une consommation non uniforme par déflagration.

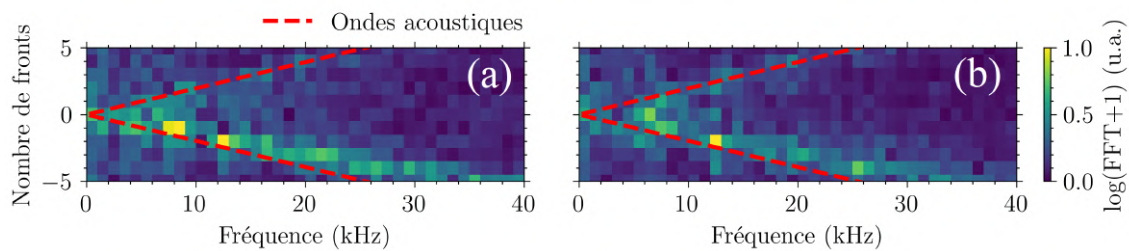


FIGURE 5.23 – FFT des diagrammes  $(\theta, t)$  sur deux intervalles de temps de l'essai avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 5 mm

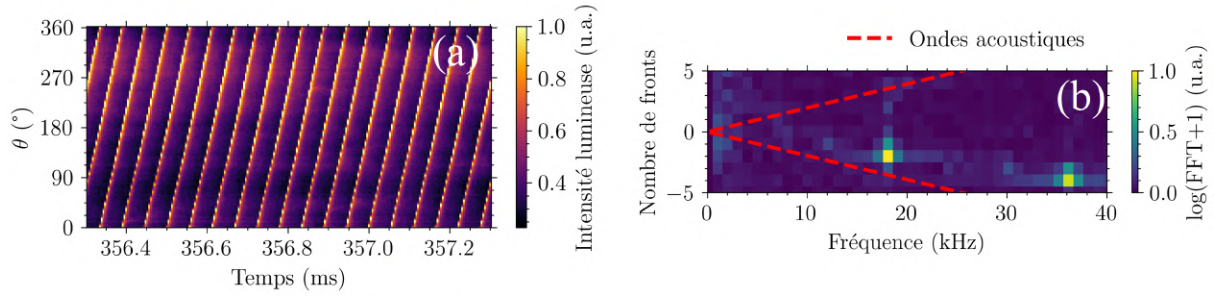


FIGURE 5.24 – Diagramme  $(\theta, t)$  et FFT associée de l'essai avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 10 mm

Les visualisations de la chimiluminescence par le côté de la RDC donnent des informations sur les zones de dégagement de chaleur. La figure 5.25 compare les champs moyens obtenus en repositionnant la détonation à la même abscisse ( $\theta = 90^\circ$ ), pour les deux espaces annulaires. Des dépôts et des micro-fissures sont apparus sur la paroi extérieure en quartz au cours des essais (Fig. 5.26). Le "bruit de fond" a donc été soustrait à chaque image instantanée avant la composition du champ moyen. Ce traitement fait ressortir la détonation, le choc oblique attaché et la ligne de glissement. Sur l'image (a), le choc oblique est presque droit à cause de la faible vitesse de la détonation (1700 m/s) par rapport à la vitesse du son dans les gaz brûlés ( $\approx 1200$  m/s) [249]. La détonation, et donc l'épaisseur de la couche de mélange, mesurent une quinzaine de mm de haut pour les deux espaces annulaires. Les fronts de détonation se propagent juste au-dessus de la surface d'injection ( $y = 0$  mm), le mélange est donc suffisant proche de la sortie de la préchambre de l'injecteur ITEM pour permettre l'installation de la détonation.

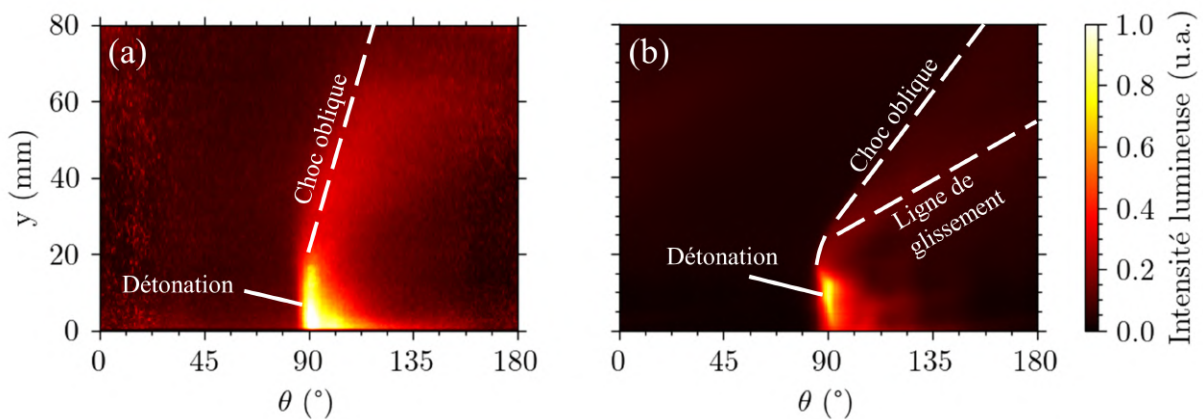


FIGURE 5.25 – Moyenne phasée des enregistrements de la chimiluminescence vue de côté avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  ( $\text{ER} = 1,2$ ,  $\dot{m} = 160$  g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 5 mm (a) et 10 mm (b).

Les champs moyens (Fig. 5.25) ne montrent pas de déflagration parasite intense devant le front de détonation. Pour s'assurer que cela ne provient pas de la soustraction du bruit de fond des images instantanées, la figure 5.26 présente aussi deux champs instantanés

non-traités pour les deux espaces annulaires. Pour le plus large, l'échelle de couleur est la même que pour la figure 5.9 dans laquelle la déflagration était clairement visible devant le front, ce qui n'est plus le cas sur la figure 5.26. Ces enregistrements confirment que la déflagration est de faible intensité devant les fronts de détonation avec l'injecteur ITEM, une fois que le régime est stabilisé.

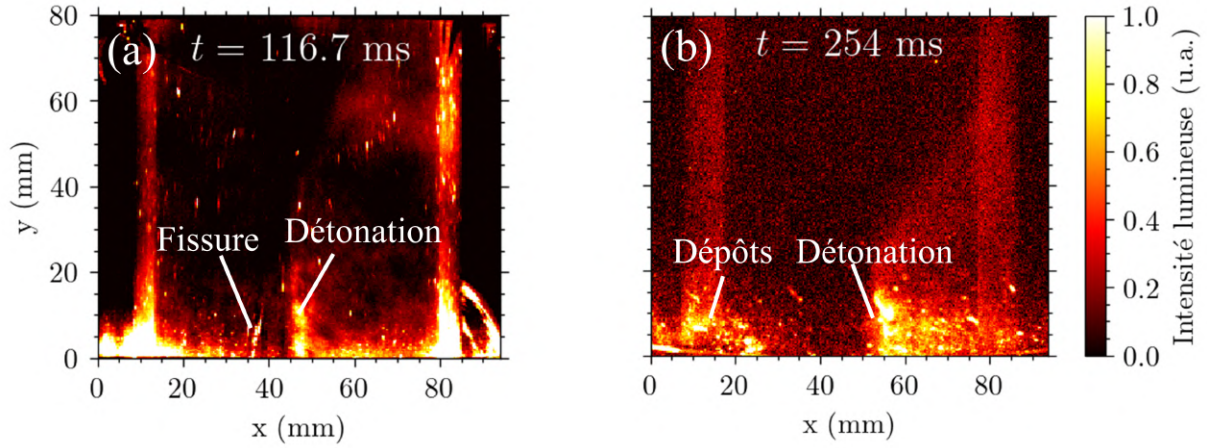


FIGURE 5.26 – Enregistrements instantanés de la chimiluminescence vue de côté avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  (ER = 1,2,  $\dot{m} = 160$  g/s), l'injecteur ITEM et l'espace annulaire de 5 mm (a) et 10 mm (b).

Les pertes de pression totale lors de l'injection sont un facteur limitant la performance des RDCs actuelles. De manière générale, les pressions d'injection des ergols,  $P_{t,ox}$  et  $P_{t,f}$ , sont différentes. On définit leur moyenne  $P_{t,inj}$  pondérée par leurs débits

$$P_{t,inj} = \frac{\dot{m}_{ox}P_{t,ox} + \dot{m}_fP_{t,f}}{\dot{m}_{ox} + \dot{m}_f} \quad (5.2)$$

avec les indices  $ox$  et  $f$  pour l'oxydant et le combustible et  $\dot{m}$  les débits.

La figure 5.27a présente  $P_{t,inj}$  pour les injecteurs TRIPLET et ITEM en fonction du débit. La variation linéaire de  $P_{t,inj}$  avec le débit résulte de l'injection sonique des ergols. ITEM semble assurer le même débit que TRIPLET avec une pression d'injection légèrement plus faible. Cela provient probablement de sa surface d'injection plus élevée, soit  $226 \text{ mm}^2$  contre  $202 \text{ mm}^2$  pour TRIPLET.

Le coefficient de décharge

$$C_d = \frac{A_{eff}}{A_{geo}}, \quad (5.3)$$

où  $A_{geo}$  est la section d'injection et

$$A_{eff} = \frac{\dot{m}}{P_{t,inj}} \sqrt{\frac{rT_{t,inj}}{\gamma}} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}, \quad (5.4)$$



est la section efficace de l'injecteur pour le régime d'injection sonique, permet de comparer des injecteurs ayant des sections de passage différentes. La température totale d'injection  $T_{t,inj}$  est fixée à 293 K.

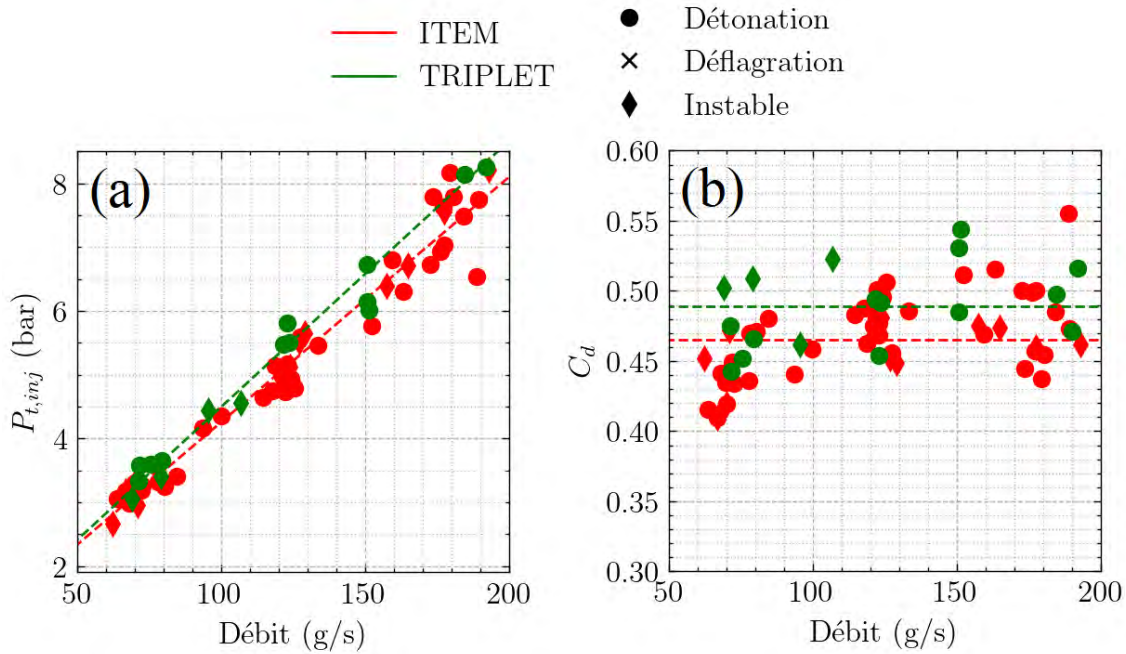


FIGURE 5.27 – Pression totale moyenne d'injection  $P_{t,inj}$  (a) et coefficient de décharge  $C_d$  (b) des deux injecteurs en fonction du débit total

La figure 5.27b présente le coefficient  $C_d$  en fonction du débit. Les pertes de charge augmentent avec les vitesses d'injection, ce qui explique les faibles valeurs de  $C_d$  pour ITEM et TRIPLET. Néanmoins, la différence de leurs  $C_d$  est faible, ce qui montre que l'ajout d'une préchambre augmente peu la perte de pression totale.

### Effets de la configuration interne de la chambre

Plusieurs configurations ont été testées pour examiner les effets de la configuration interne de la chambre sur le mode de combustion et la vitesse de la détonation, soit trois longueurs  $L_i$  de corps central cylindrique, assurant un espace annulaire de 5 mm, un corps central conique convergent, donnant une chambre de section croissante, et sans corps central (Fig. 3.2 et Tab. 3.1).

Pour les trois cas de chambre cylindrique, la figure 5.28 montre que la borne supérieure de la gamme de débit assurant la stabilité du mode de détonation est d'autant plus basse que la longueur du corps central est petite. Dans nos conditions, la diminution de  $L_i$  est donc défavorable à la stabilité du mode de détonation. La figure 5.29 montre aussi que le rapport  $D/D_{CJ}$  ne semble pas dépendre de  $L_i$ , ce qui n'était pas le cas dans les conditions

explorées dans des études antérieures [172, 250].

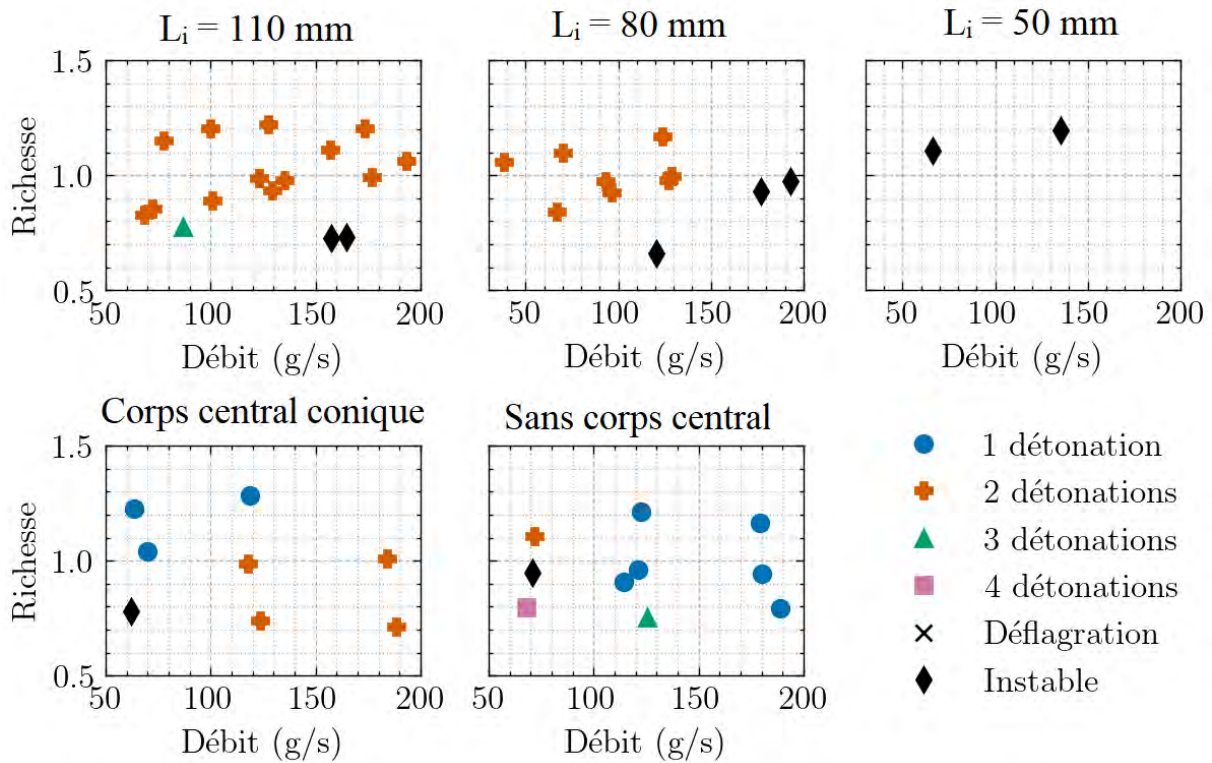


FIGURE 5.28 – Régimes de fonctionnement observés avec l'injecteur ITEM et le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ . Haut : effet de la longueur du corps central pour l'espace annulaire  $e = 5$  mm. Bas : corps central conique avec  $L_i = 50$  mm (gauche) et chambre creuse (droite)

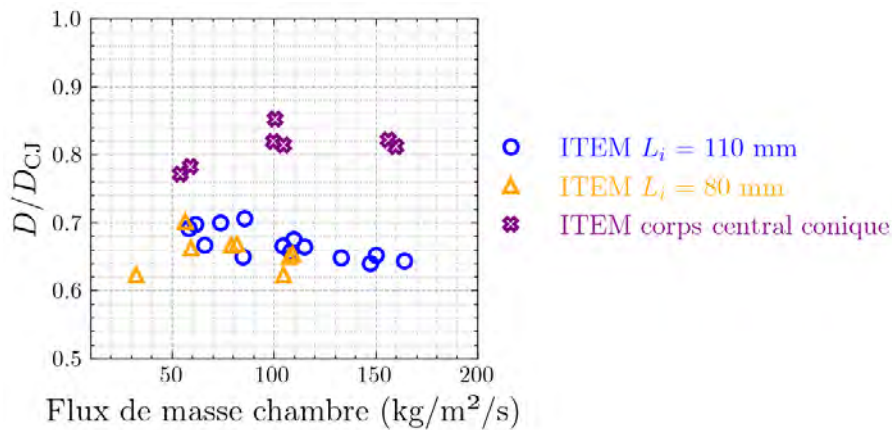


FIGURE 5.29 – Rapport  $D/D_{CJ}$  en fonction du flux de masse dans différentes RDC annulaires testées avec l'injecteur ITEM et le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ . Pour le corps central conique, le flux de masse est calculé à l'entrée de la RDC

Pour le cas du corps central conique, la figure 5.28 montre que, malgré la faible longueur de la chambre ( $L_i = 50$  mm), des régimes stables à 1 ou 2 ondes ont été obtenus pour la plupart des conditions testées. Le rapport  $D/D_{CJ}$  est plus élevé qu'avec la chambre de 5 mm (Fig. 5.29) et atteint 80% de  $D_{CJ}$ . Hansmetzger [136] a aussi observé une amélioration

des conditions de propagation en utilisant un corps central conique, qu'il a attribuée à une meilleure évacuation des gaz brûlés, c'est-à-dire à moins de dilution des gaz frais par les produits de combustion.

Pour le cas de la chambre creuse, la figure 5.28 montre aussi une bonne stabilité de la détonation, la plupart des essais ayant donné des régimes à un seul front, au lieu de deux dans les chambres annulaires. Bigler et al. [129] ont observé une augmentation de la poussée avec le nombre de détonations dans leur RDC. La chambre creuse est donc probablement moins efficace de ce point de vue par rapport à la chambre annulaire. Cette diminution du nombre de fronts peut provenir de la modification de la détente derrière la détonation et de la réduction des échanges thermiques aux parois avec le retrait du corps central. Par ailleurs, le nombre de fronts dans la chambre creuse dépend fortement de la richesse à faible débit, comme pour les RDCs annulaires.

La figure 5.30 compare les vitesses de détonation en chambre creuse obtenues avec les injecteurs ITEM et TRIPLET et des données de la littérature. Les détonations se propagent à des vitesses de l'ordre de  $D_{CJ}$  avec les deux injecteurs testés dans cette étude. Ma et al. [169] ont aussi rapporté des vitesses de l'ordre de  $D_{CJ}$  dans une RDC creuse, mais une poussée plus faible qu'avec une RDC annulaire où la détonation se propageait à 70% de  $D_{CJ}$ .

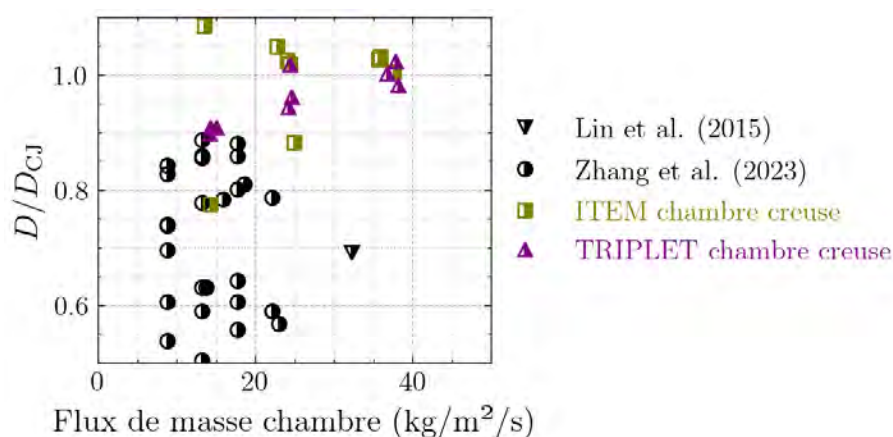


FIGURE 5.30 – Rapport  $D/D_{CJ}$  en fonction du flux de masse dans différentes RDC creuses avec le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  [122, 247]

### Effets d'une restriction de section en sortie de RDC

Des essais avec une restriction de section en sortie de chambre ont été réalisés avec ITEM afin d'augmenter la pression dans la RDC et ainsi de se rapprocher des conditions d'utilisation d'un propulseur. La figure 5.31 présente les régimes obtenus en fonction de



l'épaisseur de la chambre  $e$  et du rapport de la section de sortie  $A_s$  à la section de la chambre  $A_{cmb}$ .

Les régimes à deux fronts co-rotatifs, observés avec les plus faibles restrictions de section  $A_s$  (cas a et c), sont équivalents à ceux sans restriction (Fig. 5.18). Au contraire, les plus grandes restrictions de section (cas b et d) donnent des régimes instables ou de déflagration. Une interprétation est que la brusque restriction de section (Fig. 3.2) favorise la réflexion de chocs, lesquels interagissent avec les gaz frais en créant des conditions favorables pour leur allumage prématuré et ainsi défavorisent la propagation stable de la détonation (Sous-sect. 2.3.2).

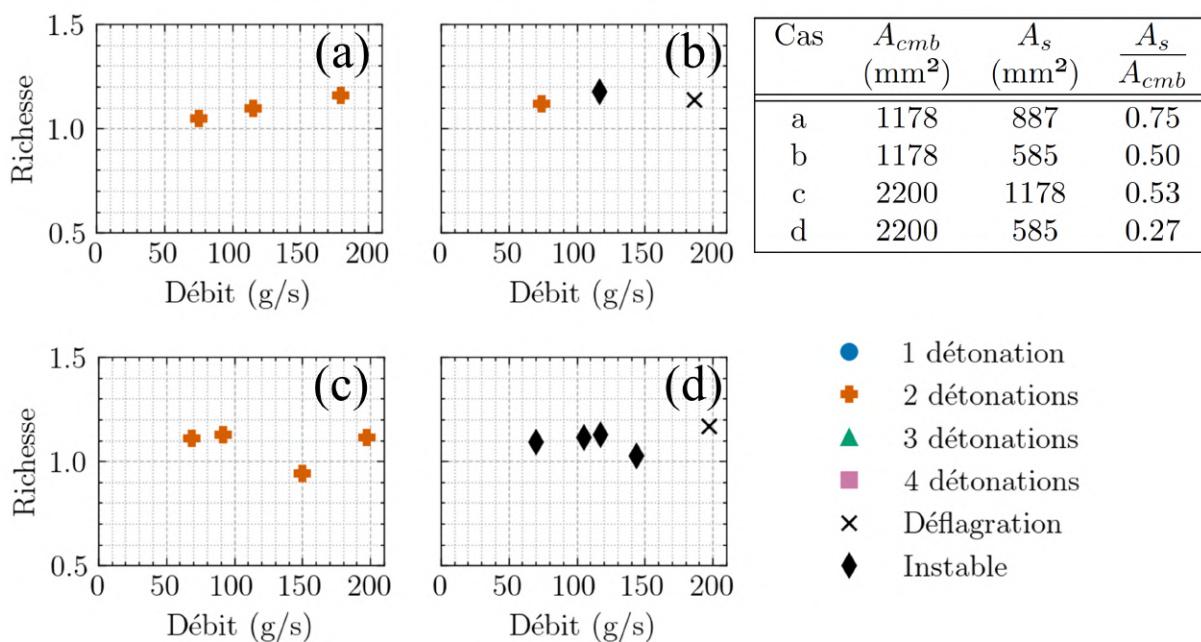


FIGURE 5.31 – Régimes de fonctionnement obtenus avec l'injecteur ITEM, le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  et les RDCs d'espace annulaire  $e = 5$  mm (a et b) et 10 mm (c et d), avec différentes restrictions en sortie.

La figure 5.32 confirme ces tendances. Le rapport des vitesses de détonation à la vitesse  $D_{CJ}$  avec restrictions n'excède jamais 75%, contrairement au cas sans restriction (Fig. 5.19) qui donnait  $D/D_{CJ} \approx 90$  % avec l'espace annulaire de 10 mm. Néanmoins, les vitesses obtenues avec ITEM restent plutôt élevées avec  $e = 10$  mm par rapport aux résultats de la littérature.

Cet effet défavorable de la restriction peut aussi être compris en analysant son influence sur les performances de la chambre. La pression statique moyenne  $P_{cmb}$  a été mesurée à la position P3 lors des essais avec restriction. En supposant l'écoulement isentropique à partir de P3, la pression totale  $P_{t,cmb}$  à cette position est calculée à l'aide de la relation

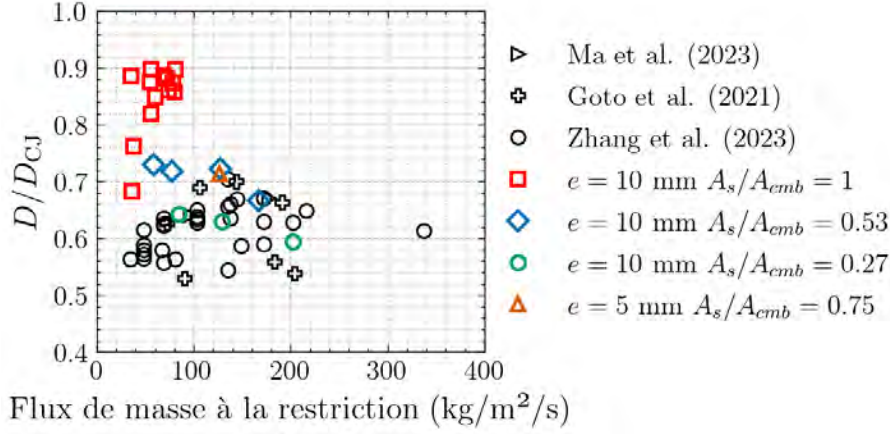


FIGURE 5.32 – Rapport  $D/D_{CJ}$  en fonction du flux de masse dans différentes RDC avec restriction en sortie de chambre et le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  [169, 246, 247]

$$P_{t,cmb} = P_{cmb} \left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{cmb}^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}, \quad (5.5)$$

où  $M_{cmb}$  est le nombre de Mach en P3. L'écoulement à la restriction est supposé sonique,  $M_{cmb}$  est alors évalué à l'aide de

$$\frac{A_{cmb}}{A_s} = \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{-\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \frac{\left( 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_{cmb}^2 \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}}}{M_{cmb}}, \quad (5.6)$$

où  $A_{cmb}$  et  $A_s$  sont les sections de passage de la chambre et de la restriction. Dans les relations (5.5) et (5.6),  $\gamma$  est évalué pour le mélange réactif à l'équilibre et à la pression  $P_{cmb}$ . La pression totale expérimentale  $P_{t,cmb}$  est ici comparée à la pression totale théorique  $P_{th}$  obtenue lorsque la restriction est sonique et que les gaz brûlés sont à l'équilibre et à la pression  $P_{th}$ , soit

$$P_{th} = \frac{\dot{m}}{C_{d,s} A_s} \sqrt{\frac{r T_{th}}{\gamma}} \left( \frac{\gamma + 1}{2} \right)^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}}, \quad (5.7)$$

avec  $T_{th}$  la température totale des gaz à l'équilibre et à la pression  $P_{th}$ , et  $C_{d,s}$  le coefficient de décharge de la restriction. Le coefficient de décharge a été évalué expérimentalement lors d'essais non réactifs à l'aide de la relation (5.7) et de la mesure de  $P_{cmb}$ . Cette approche pour calculer  $P_{t,cmb}$  et  $P_{th}$  repose sur des hypothèses fortes (écoulement isentropique et sonique à la restriction, gaz à l'équilibre), les résultats présentés dans la suite sont donc à considérer avec précaution.

La figure 5.33 présente les valeurs des pressions totales expérimentale  $P_{t,cmb}$  et théorique  $P_{th}$  pour les essais avec restriction et l'injecteur ITEM. La droite en trait plein représente la pression en dessous de laquelle l'écoulement n'est plus sonique au passage de la restriction, c'est-à-dire lorsque les relations (5.6) et (5.7) ne sont plus valables.

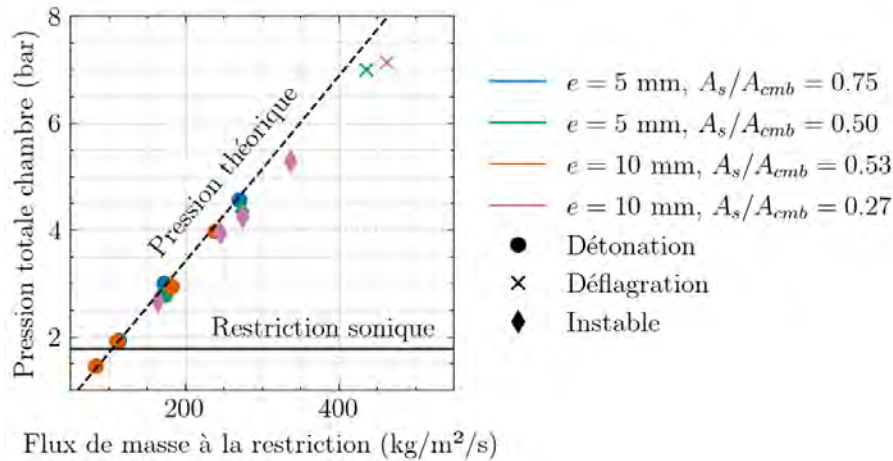


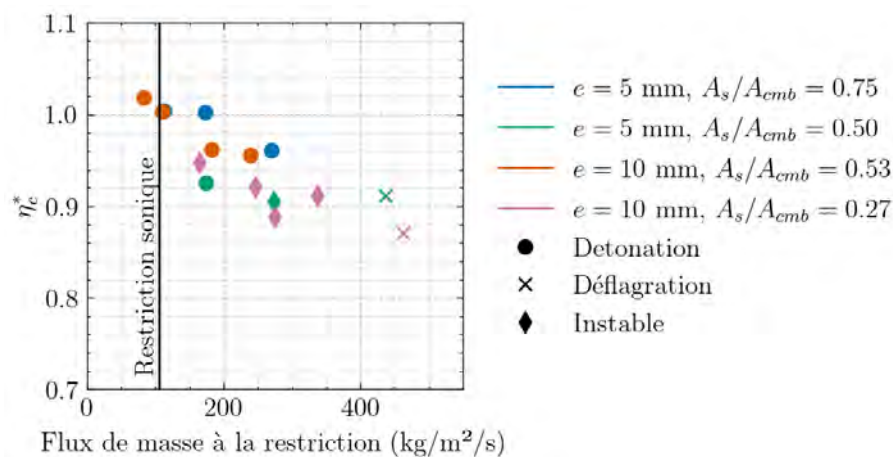
FIGURE 5.33 – Pression totale dans la chambre en fonction du flux de masse à la restriction

Les valeurs théoriques sont proches des mesures lorsque des régimes de détonation sont présents dans la chambre. Pour les modes de déflagration observés à plus haut flux de masse, la pression dans la chambre est 10% plus faible que la valeur théorique, ce qui montre que la détonation a un effet positif sur la pression totale par rapport à la déflagration. Pour mieux distinguer la différence entre les courbes théorique et expérimentale, on introduit le rendement de vitesse caractéristique

$$\eta_{c^*} = \frac{c_{exp}^*}{c_{th}^*} = \frac{P_{t, cmb}}{P_{th}}, \quad (5.8)$$

avec  $c_{exp}^*$  et  $c_{th}^*$  les vitesses caractéristiques expérimentale et théorique (Sous-sect. 2.1.1).

La figure 5.34 présente le rendement de  $c^*$  pour les différentes configurations étudiées. Elle montre que  $\eta_{c^*}$  est proche de 100% lorsque des régimes de détonation rotative sont observés, mais décroît avec l'apparition de régimes instables et de déflagration à haut flux de masse.

FIGURE 5.34 – Rendement  $\eta_{c^*}$  en fonction du flux de masse à la restriction



# Simulation 3D d'une RDC avec injection d'un prémélange partiel

---

## Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Cas de calcul</b>	<b>131</b>
6.1.1	Conditions expérimentales étudiées	131
6.1.2	Méthodes numériques	132
<b>6.2</b>	<b>Validation expérimentale</b>	<b>136</b>
6.2.1	Mesures de pression	136
6.2.2	Visualisations par chimiluminescence	138
<b>6.3</b>	<b>Analyse des zones de l'écoulement</b>	<b>141</b>
6.3.1	Autour de l'injection	141
6.3.2	Autour de la zone de combustion	142
6.3.3	En sortie de chambre	147

---

Des calculs 3D LES de la structure de l'écoulement dans la RDC ont été réalisés pour les conditions d'un essai. Une attention particulière a été portée à la validation des simulations à partir des résultats expérimentaux. Ces calculs ont permis d'étudier de manière combinée la dynamique de l'injection, la qualité du mélange dans la RDC, l'hétérogénéité de l'écoulement et le rendement de combustion en sortie de RDC.

## 6.1 Cas de calcul

### 6.1.1 Conditions expérimentales étudiées

Les calculs consistent à simuler un point de fonctionnement réalisé avec l'injecteur ITEM, la RDC d'espace annulaire  $e = 10$  mm et de longueur  $L_i = 110$  mm, le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  au débit total de  $\dot{m} = 160$  g/s et la richesse  $\text{ER} = 1,2$ .

Dans ces conditions, les expériences ont montrées la propagation de deux ondes de détonation co-rotatives à une vitesse  $D_{exp} = 2205 \pm 70$  m/s (Sous-sect. 5.2.2). Des visualisations par la sortie et par le côté de la chambre ont été réalisées. Pour les visualisations par la sortie, la fréquence d'acquisition était de 230 kHz, la résolution de 310  $\mu\text{m}/\text{px}$  et le temps de pause de 200 ns, ce qui correspond à un flou d'un pixel sur la position de la détonation. Pour les visualisations par le côté, à travers la paroi extérieure en quartz, la fréquence d'acquisition était de 180 kHz, la résolution de 350  $\mu\text{m}/\text{px}$ , le temps de pause de 200 ns et le flou sur la détonation de deux pixels.

### 6.1.2 Méthodes numériques

L'approche numérique appliquée à la simulation utilise les méthodes d'approximation spatiale d'ordre 2 décrites plus haut (Sous-sect. 3.2.5). L'intégration temporelle est réalisée avec le schéma d'Euler implicite et un pas de temps de  $2 \times 10^{-9}$  s. Les échelles turbulentes de sous-maille sont traitées avec le modèle de Smagorinsky [205].

La combustion du mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  est modélisée avec le mécanisme squelettique de Laurent [226], développé pour la combustion cryogénique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  à haute pression. La validation du mécanisme dans les conditions de cette étude, à partir de calculs de délais d'auto-inflammation et de vitesses de flamme laminaire est donnée en Annexe C.

La présence de deux fronts co-rotatifs permet de simuler qu'une moitié de RDC avec des conditions de périodicité. Il faut néanmoins vérifier que les deux fronts sont bien espacés de  $180^\circ$  et qu'ils ont des intensités équivalentes. Pour cela, la figure 6.1 présente l'enregistrement de pression sans décalage temporel en bleu et le même enregistrement avec un décalage  $\tau_{deto}$  en rouge,  $\tau_{deto} = 53,6$   $\mu\text{s}$  étant la période moyenne entre les deux fronts de détonation. La superposition des signaux permet alors d'observer qu'ils sont quasi identiques, c'est-à-dire que les deux fronts ont la même intensité (hauteur des pics de  $\approx 5$  bar), la même vitesse et une même période constante. Il est donc suffisant de ne simuler qu'une moitié de la RDC, avec les conditions de périodicité adéquates aux limites azimutales du domaine (Fig. 6.2).

La condition initiale permettant d'initier la détonation rotative et de converger rapidement vers un état stabilisé a été obtenue à partir d'un calcul 2D dans la RDC et un calcul RANS dans l'injecteur, comme pour le cas décrit dans la sous-section 4.2.1.

La figure 6.2 présente le domaine de calcul. Il comprend une partie des plenums d'injection de combustible et d'oxydant afin de limiter l'interaction entre la condition



aux limites d'entrée et les chocs qui remontent dans l'injecteur. Pour la même raison, la sortie de la RDC est connectée à un large volume à pression atmosphérique. Un capteur numérique a été installé aux positions P1 et P2 pour repérer le passage de la détonation. L'historique des flux à travers quatre éléments d'injection a été sauvegardé séparément pendant plusieurs cycles.

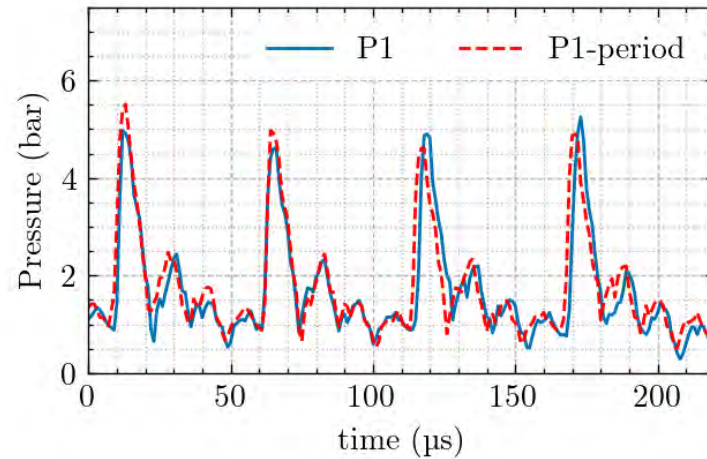


FIGURE 6.1 – Pression mesurée expérimentalement en P1. La courbe rouge est déphasée d'une période  $\tau_{deto} = 53,6 \mu s$

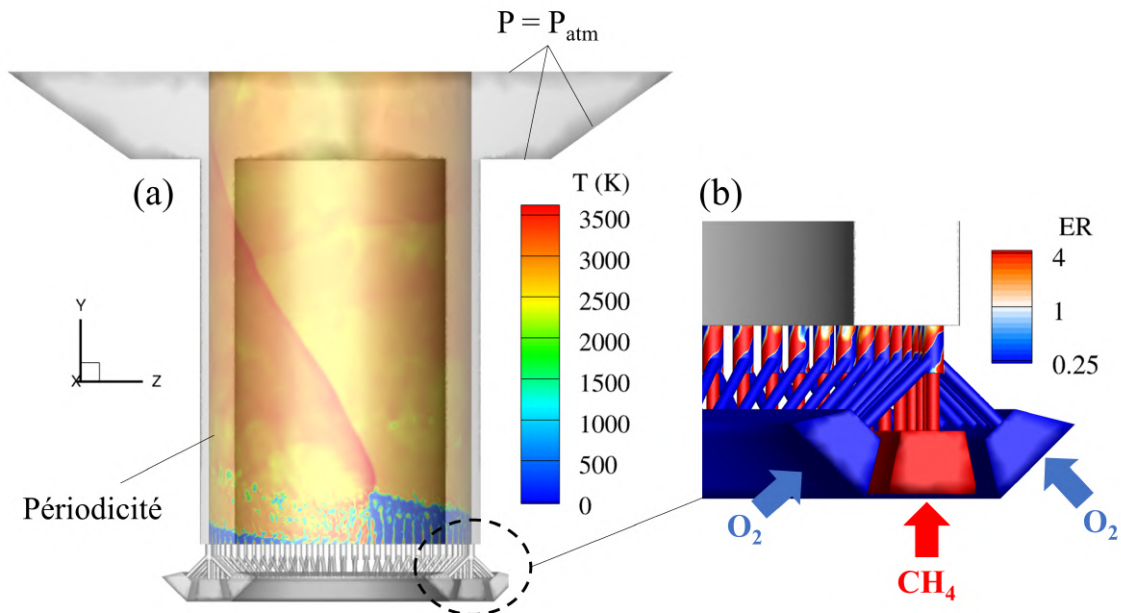


FIGURE 6.2 – Domaine de calcul avec le champ de température instantané au rayon d'injection  $r_{inj}$  (a) et le champ de richesse aux parois de l'injecteur (b)

Le débit et la température totale (293 K) sont imposés à l'entrée des plenums avec une condition de non-réflexion. La pression atmosphérique est imposée sur les bords du volume en sortie de la RDC avec également une condition de non-réflexion. Les parois



dans l'injecteur et la chambre sont considérées comme glissantes et adiabatiques. En effet, de précédentes études numériques [148, 251] indiquent que les frottements et les transferts thermiques aux parois influencent peu la propagation de la détonation. Par ailleurs, cette simplification n'a pas d'influence sur le débit injecté puisque le débit est imposé à l'injection. Enfin, cette hypothèse conduit aussi à négliger le développement de la couche limite, ce qui modifie la topologie calculée de l'écoulement, notamment proche de la sortie de la chambre.

Deux maillages ont été utilisés, l'un dit médium (11 millions de mailles), l'autre dit raffiné (26 millions de mailles). La table 6.1 donne les tailles de maille  $\Delta_{3D}$ . Elles sont plus fines dans l'injecteur et dans la zone où la détonation se propage, puisque ce sont les deux zones qui nous intéressent ici. Dans le reste de la chambre, la taille de maille est de 300  $\mu\text{m}$ , comparable à de précédentes études [211, 212, 214]. En dehors de la chambre ( $y > 110$  mm), les mailles sont plus grosses ( $\Delta_{3D} = 800$   $\mu\text{m}$ ), l'écoulement dans cette zone ne sera pas étudié.

TABLE 6.1 – Tailles de maille  $\Delta_{3D}$  ( $\mu\text{m}$ ) pour chaque maillage.

Position	Médium	Raffiné
$-6 < y < 0$ mm	60	40
$0 < y < 20$ mm	150	100
$20 < y < 110$ mm	300	300

La figure 6.3 présente l'indice de Celik et al. [230]  $QI_v$  (4.3) au rayon d'injection  $r_{inj} = 37,5$  mm. L'effet du modèle de sous-maille dans les jets d'injection est plus prononcé avec le maillage médium. Le modèle de sous-maille avec le maillage raffiné s'active surtout autour des chocs situés dans les jets d'injection sous-détendus, dans le front de détonation et le choc oblique. En effet, mis à part le choc oblique, il y a peu de gradient dans les gaz brûlés puisque les parois de la chambre sont supposées glissantes. Le modèle de sous-maille est donc peu actif au-dessus de la zone dans laquelle se propage la détonation. De plus, la viscosité du fluide augmente fortement dans les gaz brûlés, ainsi le rapport  $\mu_t/\mu$  tend vers 0 et  $QI_v$  tend vers 1.

Les méthodes numériques et la résolution spatiale ne sont pas suffisantes pour que nos calculs captent la structure interne du front de détonation, notamment la zone d'induction entre le choc et le front de combustion, mais d'après les cas de validation (Sous-sect. 3.2.6), cela n'est pas nécessaire pour prédire correctement la vitesse de propagation et l'état final des gaz brûlés. Dans les RDCs, la dynamique des fronts de détonation dépend surtout des hétérogénéités de température, de pression, de mélange, et de la courbure de la chambre (Sous-sect. 2.2.3). Ces phénomènes sont bien pris en compte ici. Les calculs devraient donc

être en mesure de reproduire la dynamique globale des fronts de détonation, sous réserve de valider les résultats numériques à partir des observations expérimentales.

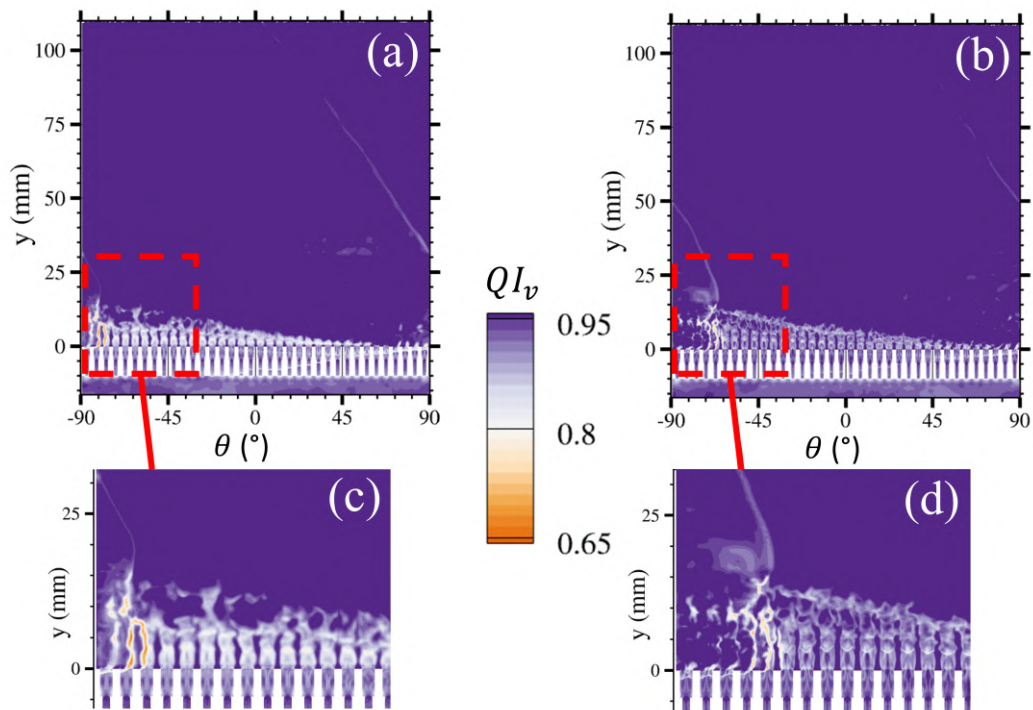


FIGURE 6.3 – Indice de Celik et al.  $QI_v$  dans les calculs avec le maillage médium (a et c) et le maillage raffiné (b et d)

## 6.2 Validation expérimentale

### 6.2.1 Mesures de pression

La figure 6.4 présente les signaux de pression expérimentaux et calculés pour les deux maillages médium et raffiné aux positions P1 (a) et P2 (b). Le capteur numérique enregistre la pression dans une maille de taille  $\Delta_{3D} \sim 100 \mu\text{m}$  alors que le capteur expérimental a une surface sensible de diamètre  $d_s = 5.55 \text{ mm}$ . Le capteur expérimental mesure donc une pression moyennée sur 3000 mailles que nous avons modélisée par une moyenne temporelle des enregistrements du capteur numérique. À chaque instant, le signal extrait du capteur numérique est moyenné sur l'intervalle de temps  $t_n$  pris par la détonation pour parcourir la distance  $d_s$ , soit,

$$t_n = d_s/D, \quad (6.1)$$

avec  $D$  la vitesse de la détonation. Cette procédure ne prend en compte que l'effet de moyenne dans la direction azimutale, c'est-à-dire la direction de propagation de la détonation. L'effet dans la direction axiale est supposé négligeable.

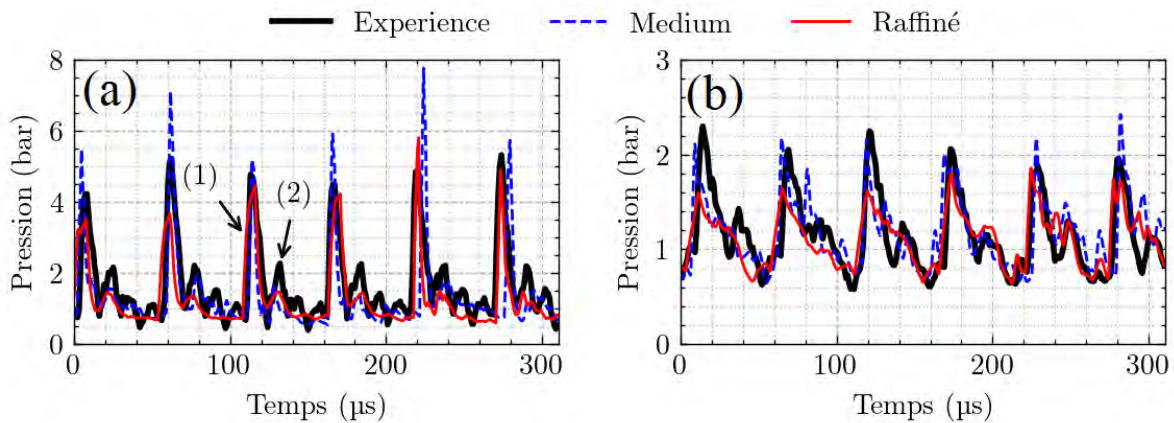


FIGURE 6.4 – Signaux de pression expérimentaux (en noir) et numériques (maillages médium en bleu et raffiné en rouge) aux positions P1 (a) et P2 (b). (1) : front de détonation, (2) pic de pression secondaire

TABLE 6.2 – Vitesses de détonation expérimentales et simulées

	Expérience	Médium	Raffiné
Vitesse moyenne $D$ (m/s)	2205	2196	2187
Ecart type (m/s)	70	189	41

La figure 6.4 montre que les deux maillages reproduisent bien la vitesse expérimentale de la détonation puisque les pics des enregistrements numériques et expérimentaux ont la

même période. Les résultats de la table 6.2 confirment ce bon accord. Le maillage raffiné permet de reproduire correctement la valeur des pics de pression alors que la simulation avec le maillage médium les surévalue, probablement car cette dernière lisse trop les hétérogénéités dans la couche de mélange et surestime donc la qualité du mélange.

Les capteurs expérimental et numérique montrent sur la figure 6.4 un pic de pression secondaire (2) derrière celui du front de détonation (1). L'étude du champ de pression calculé (Fig. 6.5) indique que ce pic secondaire est lié à la détente puis la recompression des gaz brûlés, qui sont donc bien restituées par la simulation.

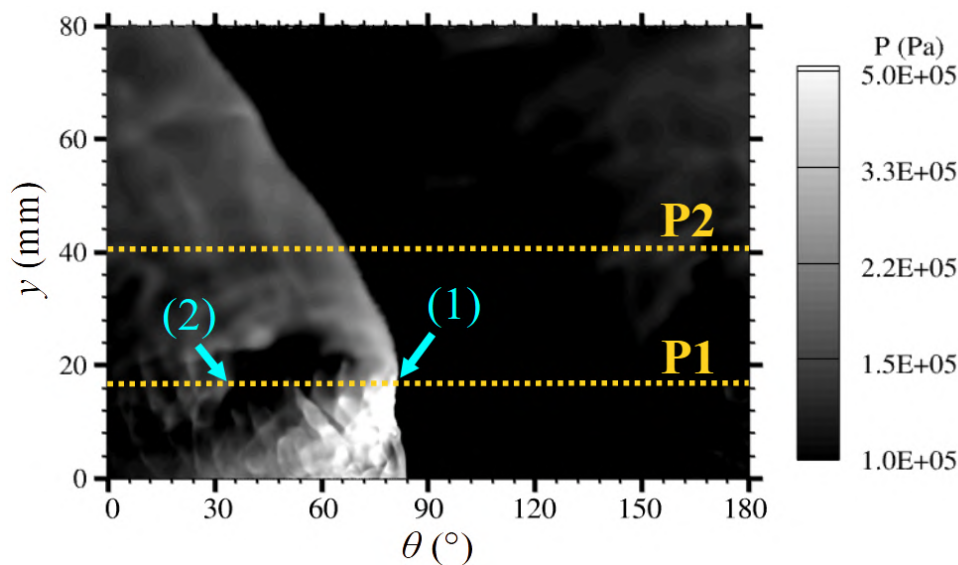


FIGURE 6.5 – Champ de pression instantané sur la paroi extérieure de la RDC déroulée sur un plan. Les positions des capteurs P1 et P2 sont indiquées en jaune. Positions du front de détonation (1) et du choc secondaire (2)

La figure 6.5 montre aussi que le capteur P1 est placé dans la zone où la détonation se propage et P2 dans celle du choc oblique. Cela explique la différence des niveaux de pression enregistrés en P1 et P2 sur la figure 6.4. L'angle du choc oblique induit un retard sur la mesure du pic de pression en P2 par rapport à P1. Cette différence entre les capteurs P1 et P2 est bien reproduite par les simulations puisque les signaux numériques et expérimentaux sont en phase sur les figures 6.4a et b. L'angle du choc oblique est donc similaire dans l'expérience et les simulations. Or, celui-ci dépend de la vitesse de la détonation et de l'état des gaz brûlés [249]. Il est donc vraisemblable que les simulations restituent correctement l'état des gaz brûlés.

## 6.2.2 Visualisations par chimiluminescence

Les calculs ont été traités à fin de comparaison avec les enregistrements expérimentaux de chimiluminescence. Les études [196, 197] ont montré que les principales espèces impliquées dans la chimiluminescence des flammes  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  sont  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$  pour les longueurs d'onde filtrées par la chaîne d'enregistrement (Sous-sect. 3.1.4).

Ces espèces ne sont pas présentes dans le mécanisme de Laurent [226] mis en œuvre dans nos simulations, nous les avons donc déduites de post-traitements à l'aide de modélisations. Kathrotia [252] a proposé des sous-mécanismes pour  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$  insérables dans des mécanismes cinétiques détaillés. Pour les mécanismes réduits, tel que celui de Laurent, l'approximation d'état quasi stationnaire (QSSA) [253] permet d'obtenir une relation algébrique entre les concentrations des espèces transportées et des radicaux modélisés  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$ . Cette méthode a été utilisée ici pour obtenir la concentration en  $\text{OH}^*$  par post-traitement. Les espèces impliquées dans la production de  $\text{CH}^*$  (notamment  $\text{C}_2$  et  $\text{C}_2\text{H}$ ) ne sont pas non plus présentes dans le mécanisme de Laurent. Pour obtenir la concentration en  $\text{CH}^*$ , il faudrait donc appliquer la QSSA à plusieurs espèces, ce qui pourrait mener à des résultats irréalistes. Ainsi, seule la concentration en  $\text{OH}^*$  est considérée dans la suite.

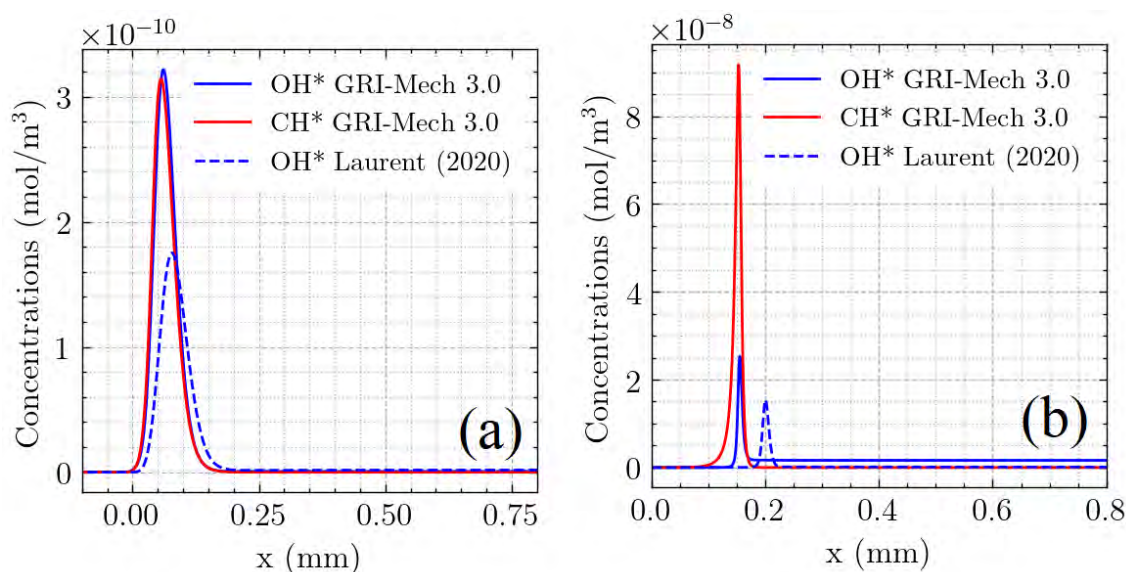


FIGURE 6.6 – Concentration molaire de  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$  dans une flamme laminaire 1D (a) et une détonation ZND (b) pour le mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  initialement à 1 bar et 300 K. Trait plein : mécanisme détaillé GRI-Mech 3.0 avec sous-mécanismes de Kathrotia. Trait pointillé : QSSA pour  $\text{OH}^*$  et mécanisme de Laurent

Des calculs de flamme 1D prémélangée et d'une détonation plane ZND ont été réalisés afin d'évaluer la précision de la QSSA et de comparer les concentrations de  $\text{OH}^*$  et de  $\text{CH}^*$ . Le mécanisme détaillé GRI-Mech 3.0 [52] incorporant les sous-mécanismes de Kathrotia a été utilisé pour obtenir des profils de référence pour  $\text{OH}^*$  et  $\text{CH}^*$ . La figure 6.6 montre



que les zones de production de  $\text{OH}^*$  et de  $\text{CH}^*$  sont superposées, mais que la détonation ZND produit plus de  $\text{CH}^*$  que de  $\text{OH}^*$ . De plus, la QSSA et le mécanisme de Laurent sous-estiment la concentration en  $\text{OH}^*$  aussi bien pour la flamme que pour la détonation. La longueur d'induction du front de détonation avec le mécanisme de Laurent est  $50\ \mu\text{m}$  plus longue par rapport au mécanisme GRI-Mech 3.0, ce qui explique pourquoi les pics de concentration en  $\text{OH}^*$  ne se superposent pas parfaitement. Ainsi, la comparaison entre les enregistrements de chimiluminescences et le champ de concentration de  $\text{OH}^*$  modélisé est seulement qualitative.

La figure 6.7 présente les enregistrements de la chimiluminescence expérimentale en sortie de la RDC (a) et les champs numériques de concentration en  $\text{OH}^*$  moyennés en phase (b et c). Les champs numériques ont été moyennés selon la longueur de la chambre, en supposant la proportionnalité entre la concentration intégrale en  $\text{OH}^*$  et l'intensité de la chimiluminescence [254]. Le bruit de fond causé par le jet de gaz brûlés a été soustrait aux images expérimentales. La combustion par détonation apparaît comme la zone lumineuse proche de la paroi extérieure et située autour du rayon d'injection dans l'expérience et les calculs. La détonation est plus proche de la paroi externe avec le maillage médium. Le front lumineux apparaît probablement moins large dans les calculs à cause de la QSSA. Par ailleurs, la réflexion de la chimiluminescence sur la surface d'injection lors des expériences peut aussi rendre la comparaison difficile.

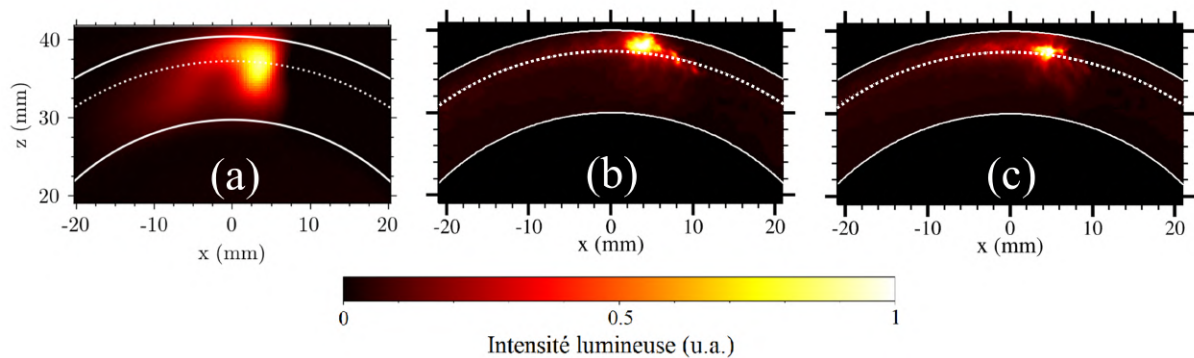


FIGURE 6.7 – Chimiluminescence moyennée en phase vue de la sortie de la RDC dans l'expérience (a), et modélisée à partir des simulations avec le maillage médium (b) et le maillage raffiné (c)

La figure 6.8 présente les enregistrements de la chimiluminescence expérimentale par le côté de la RDC (a) et les champs de concentration en  $\text{OH}^*$  moyennés en phase (b et c). Les résultats numériques sont moyennés selon l'épaisseur de la RDC. La structure classique de l'écoulement dans une RDC est bien restituée, avec le front de détonation (1) proche de la surface d'injection. Le choc oblique (2) et la ligne de glissement (3) ne sont néanmoins pas visibles sur les champs de  $\text{OH}^*$ . Les champs numériques et expérimental

sont semblables, avec un front de détonation d'une quinzaine de millimètres de hauteur et une faible émission de la déflagration devant la détonation, même si les calculs ne reproduisent pas la légère inclinaison expérimentale du front de détonation.

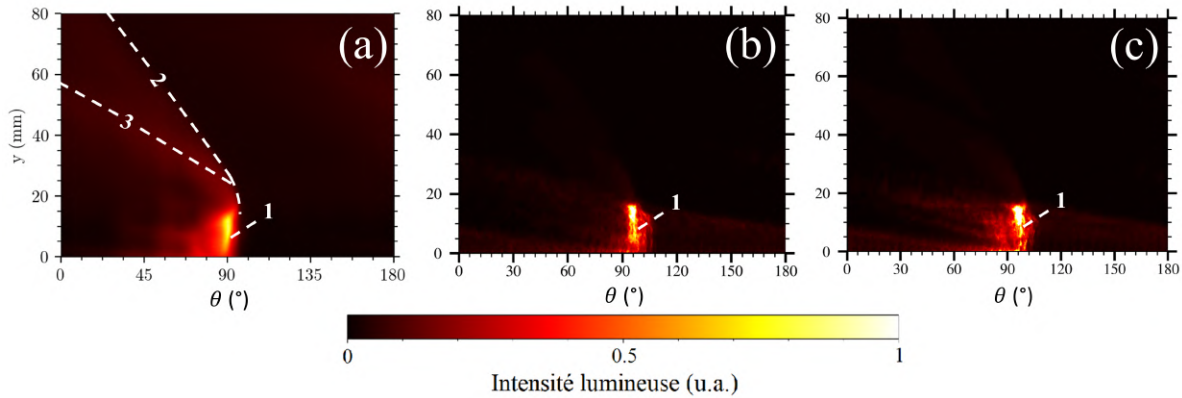


FIGURE 6.8 – Chimiluminescence moyennée en phase vue par le côté de la RDC dans l'expérience (a), et modélisée à partir des simulations avec le maillage médium (b) et le maillage raffiné (c)

De manière générale, la comparaison avec les observations expérimentales valide donc les résultats des simulations, en particulier, le positionnement du front, la vitesse de propagation, les signaux de pression indiquant le pic de détonation et la détente des gaz brûlés, qui sont les marqueurs essentiels de la dynamique des ondes dans une RDC. Ces résultats numériques peuvent donc être utilisés pour obtenir plus d'informations sur l'écoulement. Seuls les résultats du cas raffiné sont présentés dans la suite.



## 6.3 Analyse des zones de l'écoulement

### 6.3.1 Autour de l'injection

La figure 6.9 présente la distribution moyenne de la fraction massique des gaz frais injectés dans la chambre en fonction de leur richesse. La préchambre génère un mélange avec seulement 15% de la masse de gaz frais au voisinage de la stoechiométrie ( $0,6 < ER < 1,4$ ), plus de 30% de gaz très pauvres ( $ER < 0,2$ ) et 8% très riches ( $ER > 6$ ). Ces hétérogénéités de richesse rendent donc peu probable un flashback dans l'injecteur.

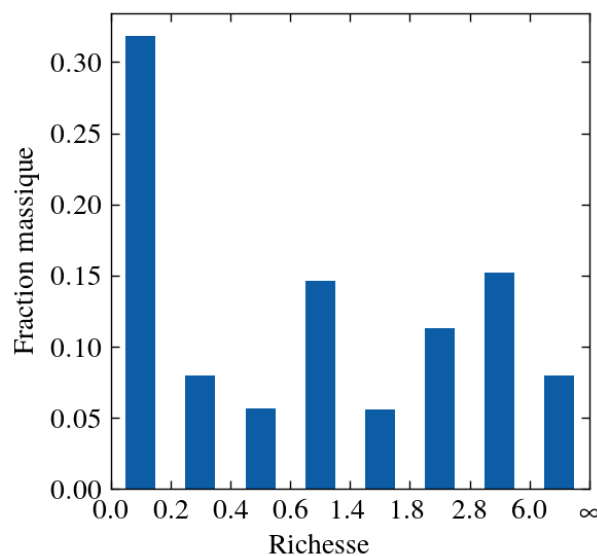


FIGURE 6.9 – Fraction massique des gaz frais en fonction de leur richesse en sortie de la préchambre de l'injecteur

La figure 6.10 résume l'analyse de la réponse des éléments d'injection au passage de la détonation. Le graphe représente le débit  $\dot{m}_k$  des deux ergols à travers un élément d'injection, adimensionné par leurs débits moyens  $\overline{\dot{m}}_k$ , en fonction du temps, adimensionné par l'intervalle de temps  $\tau_{deto}$ , défini comme le délai entre deux passages de la détonation. Les historiques de débits sur plus de 20 périodes ont été moyennés pour générer les courbes. À  $t = 0$ , la détonation est face à l'élément et l'injection est donc partiellement bloquée (jusqu'à  $t = 0,2 \tau_{deto}$ ). Puis, les débits injectés augmentent, et la réponse des deux ergols semble être en phase, ce qui limite la stratification axiale des ergols dans la couche de mélange. Les débits restent alors stables jusqu'à  $t = 0,9 \tau_{deto}$ , l'instant où le débit d' $O_2$  diminue brusquement tandis que celui de  $CH_4$  augmente. La raison est l'injection brutale d'une poche de  $CH_4$  qui limite la section de passage dans la préchambre pour l' $O_2$ . Cette poche est visible sur la figure 6.13 pour  $r = 37,5$  mm (zone  $ER > 4$ ).

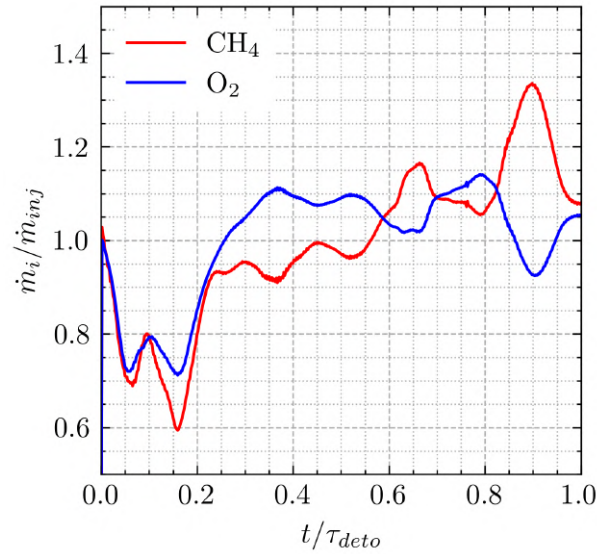


FIGURE 6.10 – Évolution des débits de  $\text{CH}_4$  et  $\text{O}_2$  à travers un élément d'injection, mesurés à partir de l'instant de passage de la détonation et moyennés sur plusieurs périodes

### 6.3.2 Autour de la zone de combustion

La figure 6.11 présente des champs instantanés de gradient de pression et de température dans plusieurs plans normaux à l'axe de la RDC.

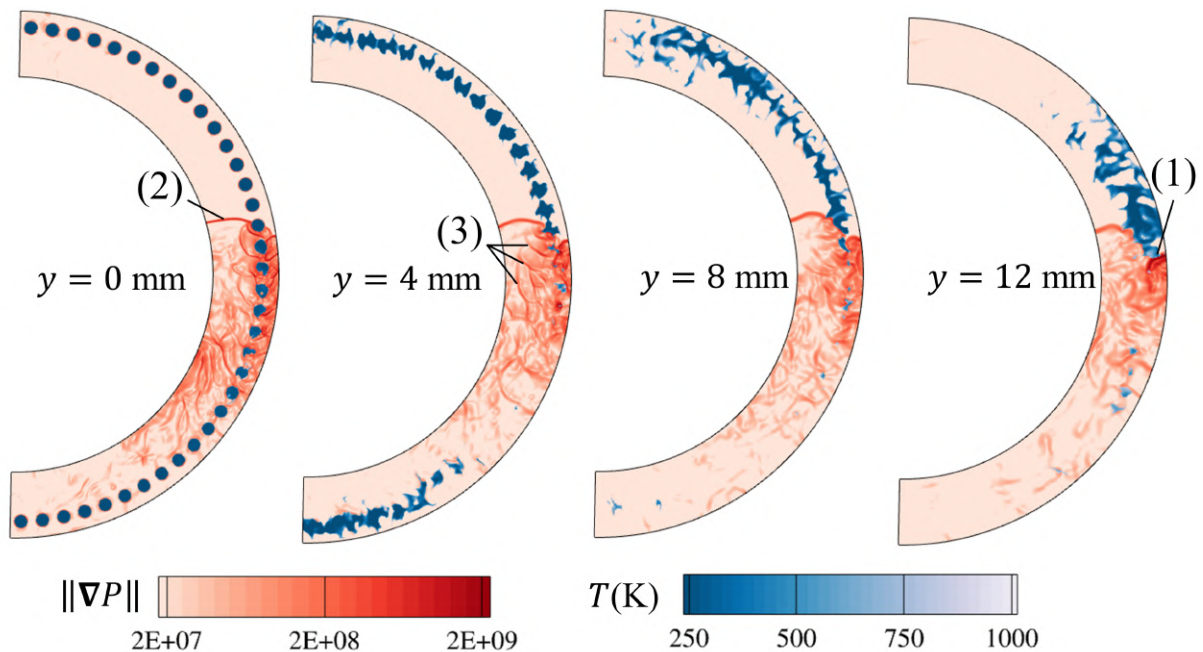


FIGURE 6.11 – Champs de température (bleu) et de gradient de pression (rouge) à différentes hauteurs du plan d'injection. Détonation (1), choc attaché (2), ondes de pression (3)

Elle montre que le mélange frais reste localisé autour du rayon d'injection, ce qui

explique pourquoi la détonation (1) s'installe dans cette zone. Aussi, un choc (2) attaché à la détonation se propage dans les gaz brûlés, proche du corps central. L'intensité du gradient de pression de la détonation est maximum à  $y = 12$  mm.

Des ondes de pression d'intensité importante (3) sont visibles derrière le front de détonation sur la figure 6.11, notamment près de la surface d'injection ( $y \leq 4$  mm). La figure 6.12 montre que ces ondes proviennent de l'interaction de la détonation avec les jets de gaz frais (4). Bien qu'elles ne semblent pas influencer le fonctionnement de la RDC dans les conditions étudiées, ces ondes peuvent certainement mener à des régimes instables dans d'autres configurations du fait de leur intensité importante.

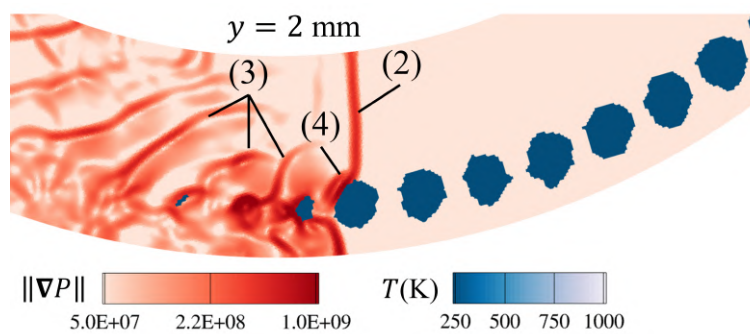


FIGURE 6.12 – Champs de température (bleu) et de gradient de pression (rouge) à 4 mm en aval du plan d'injection. Choc attaché (2), ondes de pression (3), interaction entre la détonation et un jet de gaz frais et création d'ondes de pression (4)

Les champs présentés sur la figure 6.13 sont des moyennes temporelles de champs instantanés, dans lesquels le front de détonation se trouve au-dessus de l'élément d'injection dont le centre a pour coordonnée azimutale  $\theta_0$ . La procédure retenue est celle de la moyenne phasée sur les éléments d'injection. Celle-ci consiste d'abord à repérer la coordonnée  $\theta_{elt}$  du centre de l'élément d'injection au-dessus duquel la détonation est positionnée dans le champ instantané. Le changement de coordonnée

$$\theta^* = \theta - \theta_{elt} + \theta_0 \quad (6.2)$$

est ensuite effectué sur chaque champ instantané. Pour que les bornes du champ moyen soient consistantes avec celles du domaine de calcul, la coordonnée azimutale du champ moyen est définie par

$$\theta_{moy} = \begin{cases} \theta^* + \theta_{max} & \text{si } \theta^* < \theta_{min} , \\ \theta^* & \text{si } \theta_{max} > \theta^* > \theta_{min} , \\ \theta^* - \theta_{max} & \text{si } \theta^* > \theta_{max} , \end{cases} \quad (6.3)$$

avec  $\theta_{min}$  et  $\theta_{max}$  les bornes du domaine de calcul. Ces deux changements sont équivalents à

ceux utilisés dans les moyennes phasées conventionnelles [208], pour lesquelles la détonation est repositionnée à  $\theta_0$  et  $\theta_{elt}$  est remplacé par la coordonnée exacte de la détonation dans le champ instantané.

Cette méthode étend la "Phase-Locked Ensemble Average" proposée par Nassini [255]. En effet, ici, tout le champ 3D est disponible. Avec le calage des champs sur les éléments d'injection, la structure moyenne des jets injectés est conservée mais la netteté du front de détonation est perdue. À l'inverse, les moyennes phasées sur la position exacte de la détonation permettent d'obtenir des informations sur la forme du front, mais la structure des jets de la couche de mélange n'est pas conservée. Ces deux méthodes sont donc complémentaires.

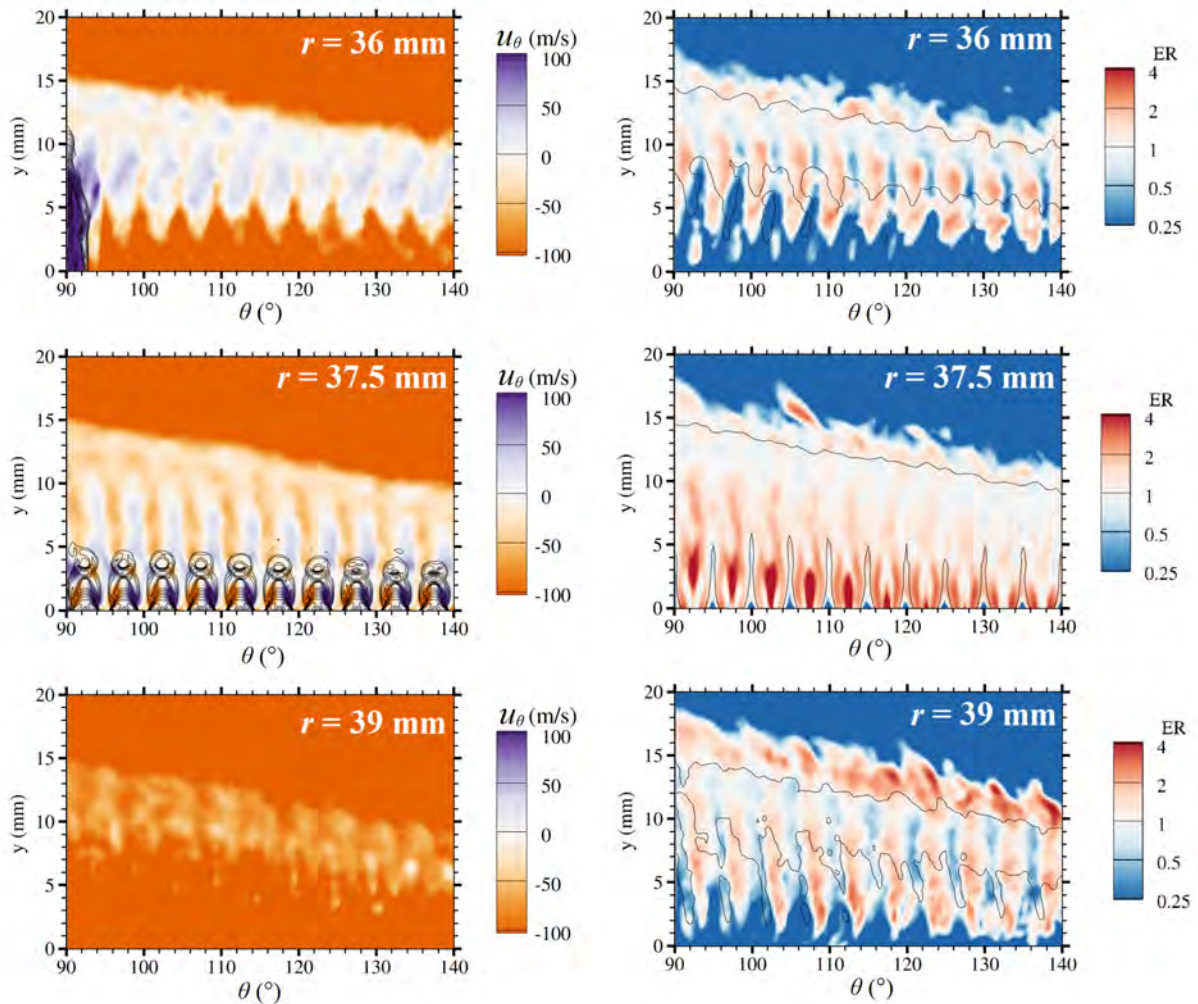


FIGURE 6.13 – Champs moyens à trois rayons dans la chambre. Gauche : vitesse azimutale avec les contours du gradient de pression en noir. Droite : richesse avec l'isotherme  $T = 1000$  K en noir

La figure 6.13 présente les champs moyens de vitesse azimutale  $u_\theta$  et de richesse ER. Seule une partie de la couche de mélange frais devant le front de détonation est représentée.

La vitesse azimutale  $u_\theta$  est présentée avec des contours du gradient de pression à différents rayons  $r$  dans la chambre. Il apparaît que  $u_\theta$  varie significativement au rayon d'injection ( $r = 37,5$  mm) et proche de la surface d'injection ( $y < 3$  mm) du fait de l'expansion des jets sous-détendus. Le jet conserve une composante azimutale après l'expansion ( $5 < y < 10$  mm) ce qui contribue à l'amélioration du mélange dans cette zone. Les fortes valeurs de vitesse ( $u_\theta > 100$  m/s) à  $r = 36$  mm et proches de  $\theta = 90^\circ$  proviennent du choc oblique attaché à la détonation qui se propage proche du corps central de la RDC. Le gradient de pression met en évidence la structure classique des jets soniques sous-détendus, avec des chocs obliques et réfléchis et un disque de Mach. La richesse moyenne est présentée avec le contour  $T = 1000$  K afin de définir la limite de la couche de mélange. Au-dessus de  $y = 10$  mm, le mélange semble être homogène, notamment au rayon d'injection ( $r = 37,5$  mm). La poche de  $\text{CH}_4$  (Sous-sect. 6.3.1) est visible à  $\theta_{moy} < 120^\circ$  et  $r = 37,5$  mm. L'injection axiale en sortie de préchambre et la proximité des orifices d'injection génèrent une couche continue de gaz frais, avec peu de gaz brûlés entre les jets. Le mélange est plutôt riche sur le haut de la couche de mélange, proche de la paroi extérieure ( $r = 39$  mm), mais dans l'ensemble, la stratification paraît faible.

La figure 6.14 présente le champ de la fraction atomique relative  $\mathcal{N}_{atom}$  (Sous-sect. 4.2.1) moyenné en phase et radialement, avec l'isotherme  $T = 1600$  K. Pour le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$ ,  $\mathcal{N}_{atom}$  est donnée par

$$\mathcal{N}_{atom} = \frac{\mathcal{N}_H/\mathcal{N}_O}{(\mathcal{N}_H/\mathcal{N}_O)_{st}} = \frac{\mathcal{N}_H/\mathcal{N}_O}{1}. \quad (6.4)$$

$\mathcal{N}_{atom}$  est égale à la richesse dans les gaz frais et elle se conserve lors de la combustion. La stratification des ergols est indiquée par l'intermittence des bandes bleues et rouges sur la figure 6.14. Comme la figure 6.10 montre un excès du  $\text{O}_2$  pendant la première moitié de la période d'injection, la bande bleue, limitée par le contour  $T = 1600$  K, se trouve au sommet de la couche de mélange. L'excès du  $\text{H}_2$  à la fin de la période est indiqué par la bande rouge provenant de la partie inférieure de la couche de mélange. Néanmoins,  $\mathcal{N}_{atom}$  est comprise entre 0.8 et 1.6 dans la RDC, la stratification des ergols est donc faible.

La figure 6.15 présente la variation axiale de la richesse au-dessus de l'élément d'injection juste devant la détonation. La faible variation de la richesse dans l'intervalle  $0 < y < 16$  mm confirme les observations concernant la stratification des ergols à partir du champ moyen de  $\mathcal{N}_{atom}$ . La figure 6.16 présente la distribution de la richesse des gaz frais ( $T < 1000$  K) au-dessus de l'élément d'injection devant le front de détonation. Près de 50% de la masse des gaz frais est bien mélangée ( $0,6 < \text{ER} < 1,4$ ) et moins de 5% est très pauvre  $\text{ER} < 0,2$  ou très riche  $\text{ER} > 6$ . La comparaison avec la figure 6.9, qui



représente cette même distribution à la sortie de l'injecteur, montre que le mélange est essentiellement réalisé dans la chambre.

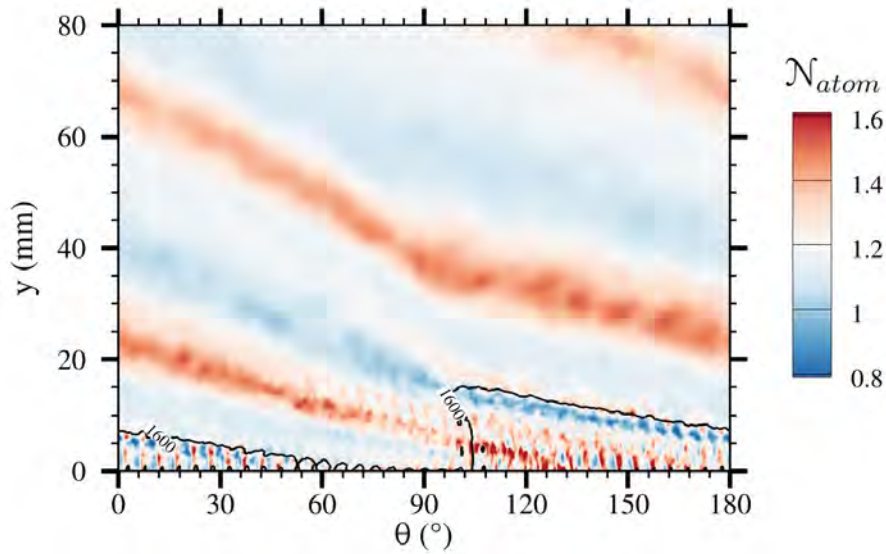


FIGURE 6.14 – Champ moyen de fraction atomique relative  $\mathcal{N}_{atom}$ , avec l'isotherme  $T = 1600$  K en noir

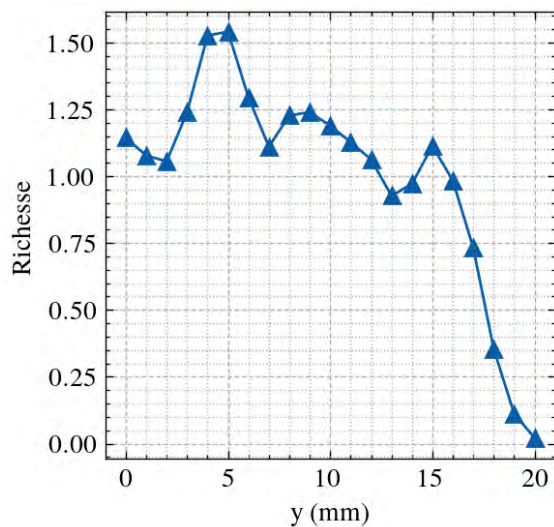


FIGURE 6.15 – Variation de la richesse selon l'axe de la chambre dans la couche de mélange devant la détonation

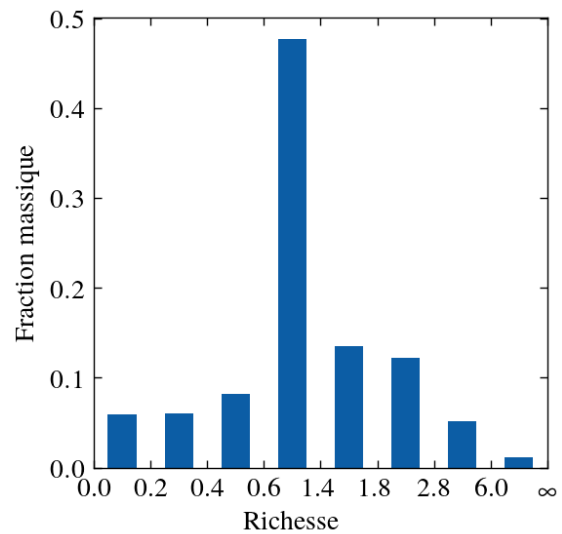


FIGURE 6.16 – Distribution de la masse de gaz frais dans la couche de mélange devant la détonation

La fraction moyenne du mélange consommé par la détonation  $\eta_D$  (Sous-sect. 4.2.1) est 0,6 et la fraction consommée en déflagration  $\eta_{def}$  est 0,15. La faible stratification et la qualité du mélange obtenue devant la détonation expliquent la vitesse élevée de celle-ci observées dans nos expériences ( $D/D_{CJ} \approx 0,9$ ).

Les calculs permettent aussi d'évaluer le régime de combustion dans les fronts de flamme situés à l'interface entre les gaz frais et les gaz brûlés, à l'aide de l'indice de

flamme de Takeno [256]

$$FI = \frac{\nabla \tilde{Y}_f \cdot \nabla \tilde{Y}_{ox}}{\|\nabla \tilde{Y}_f\| \|\nabla \tilde{Y}_{ox}\|}. \quad (6.5)$$

Si  $FI < 0$ , les gradients de combustible et d'oxydant sont opposés, et le régime de combustion est celui de la flamme de diffusion. Si  $FI > 0$ , les gradients ont la même direction, et le régime de combustion est celui de la flamme de prémélange. La définition (6.5) de FI ne prend pas en compte les échelles non résolues qui peuvent modifier l'orientation des gradients de concentration [257]. De plus, Fiorina et al. [258] et Knudsen et Pitsch [259] ont indiqué que cette définition ne prédit pas toujours le bon régime dans des flammes à contre-courant partiellement prémélangées et des flammes triples. Les résultats suivants sont donc à prendre avec précaution.

La figure 6.17 présente le champ de FI dans les zones de combustion délimitées par les contours noirs  $\dot{\omega}_T > 10^{10} \text{ W/m}^3$ , superposé au champ de température. Le régime de flamme de prémélange apparaît majoritaire dans les fronts de déflagration ( $\theta \geq -62^\circ$ ). Cela est probablement spécifique à l'injecteur ITEM puisqu'il génère un prémélange partiel avant l'injection. On note également quelques poches de gaz frais mal mélangés derrière le front de détonation ( $\theta \leq -63^\circ$ ).

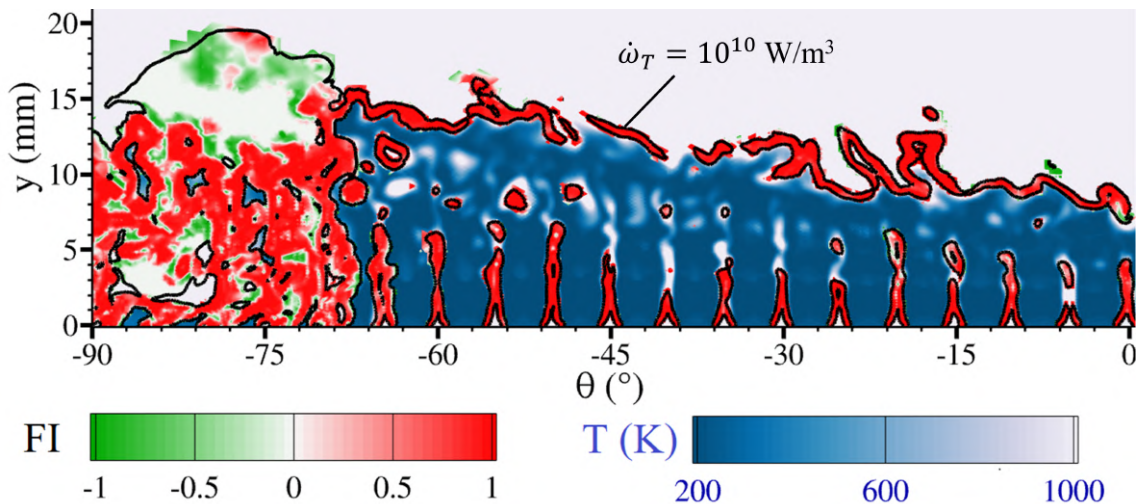


FIGURE 6.17 – Champs d'indice de flamme FI et de température au rayon d'injection de la RDC, délimités par le contour  $\dot{\omega}_T = 10^{10} \text{ W/m}^3$  indiqué en noir

### 6.3.3 En sortie de chambre

Le rendement de combustion  $\eta_c$  permet d'évaluer le degré de complétion des réactions chimiques en sortie de RDC. Plusieurs formulations de  $\eta_c$  ont été proposées dans la



communauté RDE [147, 165, 260]. Deux définitions sont utilisées ci-après. La première se base sur la fraction massique de  $\text{CH}_4$  dans les gaz brûlés,

$$\eta_c^f(y) = 1 - \frac{1}{\dot{m}_{inj,CH_4}} \iint_{S(y)} \rho Y_{CH_4} u_y dS, \quad (6.6)$$

et la seconde sur la température totale  $T_t$  en sortie de chambre,

$$\eta_c^T(y) = \frac{1}{T_{ad}} \iint_{S(y)} \rho u_y T_t dS, \quad (6.7)$$

avec  $T_{ad}$  la température adiabatique de flamme.

Ainsi, 30 mm au-dessus du plan d'injection, nous avons  $\eta_c^f = 99,97\%$ . Cette valeur élevée est obtenue en raison des réactions à hautes températures produisant une oxydation de  $\text{CH}_4$  en  $\text{CO}$ , même dans des conditions riches. C'est ce qui motive l'introduction de la deuxième définition du rendement de combustion qui rend mieux compte de la capacité de la chambre à générer une impulsion spécifique (Isp) importante.

Pour un moteur fusée dont la détente dans la tuyère est supposée isentropique jusqu'à la pression atmosphérique, l'Isp théorique est reliée à la température totale moyenne  $\bar{T}_{t,comb}$  dans la chambre de combustion [261] par

$$\text{Isp} = \frac{1}{g} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} r \bar{T}_{t,comb} \left[ 1 - \left( \frac{P_{atm}}{\bar{P}_{t,comb}} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]}, \quad (6.8)$$

avec  $P_{atm}$  la pression atmosphérique et  $\bar{P}_{t,comb}$  la pression totale moyenne en sortie de chambre. Dans un moteur fusée,  $\bar{P}_{t,comb} \gg P_{atm}$ , d'où

$$\text{Isp} \approx \frac{1}{g} \sqrt{\frac{2\gamma}{\gamma-1} r \bar{T}_{t,comb}}. \quad (6.9)$$

La température totale  $\bar{T}_{t,comb}$  dépend du mode de combustion, du rendement de combustion et de la pression dans la chambre. Pour le processus de combustion complète et isobare,  $\bar{T}_{t,comb}$  est la température adiabatique de flamme  $T_{ad}$  calculée à la pression d'injection moyenne des ergols  $P_{t,inj}$  (Sous-sect. 5.2.2, eq. 5.2). La pression d'injection  $P_{t,inj}$  était de 7 bar dans l'expérience, d'où  $T_{ad} = 3301$  K. Dans le calcul LES,  $\bar{T}_{t,comb}$  est alors évaluée à la section de sortie avec

$$\bar{T}_{t,comb} = \frac{1}{\dot{m}_{sortie}} \iint \rho u_y T_t dS \quad (6.10)$$

Il vient alors  $\eta_c^T = 0,98$ , ce qui démontre à nouveau un bon rendement de combustion dans

la RDC. Ce résultat est proche de celui obtenu dans les expériences pour  $\eta_{c^*}$  (Sous-sect. 5.2.2).

L'installation d'une tuyère en sortie de RDC est cruciale pour augmenter la poussée. Les calculs LES permettent d'évaluer les fluctuations de vitesse et de pression en sortie de chambre qui produiront un effet sur les performances de la tuyère. La figure 6.18 présente la pression (a) et les vitesses axiale et azimutale (b) moyennées en phase en sortie de RDC. Le choc oblique génère une discontinuité de pression et de vitesse à  $\theta = 90^\circ$ . La pression augmente de 40% et passe de 1 à 1,4 bar, la vitesse axiale  $u_y$  augmente de 600 à 900 m/s, et la vitesse azimutale  $u_\theta$  varie entre -200 et 130 m/s. Ces résultats pourront servir à concevoir des tuyères optimisées spécifiquement pour les RDCs.

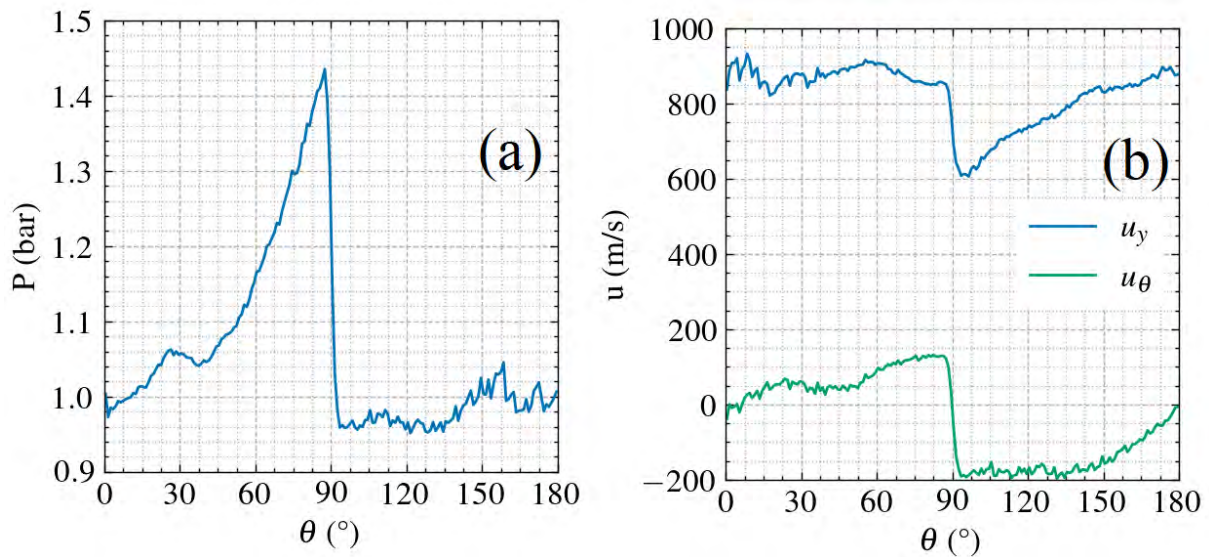


FIGURE 6.18 – Pression (a) et composantes de vitesse axiale  $u_y$  et azimutale  $u_\theta$  (b) moyennées en phase et selon le rayon de la chambre, à la sortie de la RDC.



# Conclusion et perspectives

---

Cette thèse est une analyse numérique et expérimentale de chambres annulaires à détonation rotative (RDC, Rotating Detonation Chamber). Sa thématique s'inscrit dans le cadre d'études amont sur la combustion à gain de pression, dans le cas d'ergols initialement gazeux. La simplicité géométrique de ces chambres et l'épaisseur de réaction très mince du processus de détonation permettent en effet de considérer que ce mode de combustion produirait des performances propulsives au moins équivalentes à celles des moteurs conventionnels à combustion isobare, pour une masse très inférieure. L'accent a été mis ici sur la qualité du mélange des ergols lors de l'injection, problème principal limitant les performances des moteurs à détonation rotative, et sur l'écoulement dans la RDC. L'idée a été de concevoir et de tester un injecteur assurant un prémélange partiel des ergols avant leur injection, permettant aussi d'éviter la remontée de la combustion en amont de la chambre. Cette étude vise une application aux moteurs-fusées et l' $O_2$  a donc été retenu comme oxydant.

Dans un premier temps, un nouveau concept d'injecteur muni d'une préchambre a été développé et optimisé par des simulations aux grandes échelles 3D d'injection pour les couples  $H_2/O_2$  et  $CH_4/O_2$ . L'efficacité du mélange et les risques de remontée de la combustion dans l'injecteur ont d'abord été évalués en régime permanent, puis validés dans des conditions représentatives du fonctionnement d'une RDC. Cette validation a été réalisée à l'aide de calculs d'un injecteur linéaire représentant un quart de la RDC et de simulations de réinjection.

Dans un deuxième temps, l'injecteur conçu numériquement a été fabriqué et testé expérimentalement avec les mélanges  $CH_4/O_2$  et  $H_2/O_2$  pour plusieurs débits et richesses. Pour le couple  $CH_4/O_2$ , des vitesses de l'ordre de 90% de  $D_{CJ}$  ont été obtenues pour de larges gammes de débit et de richesse, soit 20% plus élevées que celles rapportées à ce jour. Cela démontre, d'une part, l'intérêt de prémélanger partiellement les ergols avant l'injection et d'autre part, l'importance majeure du système d'injection pour le bon fonctionnement des RDCs. Pour le couple  $H_2/O_2$ , peu de modes stables de détonation ont été observés, probablement en raison de sa trop grande inflammabilité. Cependant,

les vitesses de détonation mesurées sont élevées, malgré le temps limité disponible pour l'injection et le mélange, soit  $\sim 20 \mu\text{s}$ , confirmant que la qualité du mélange reste bonne.

Dans un troisième temps, la simulation d'un essai avec le couple  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  a été réalisée pour caractériser l'écoulement dans l'ensemble de la RDC au cours de son fonctionnement. Les résultats numériques ont été validés par comparaison avec les données expérimentales. Les simulations reproduisent quantitativement la vitesse de la détonation, la détente des gaz brûlés et les pics de pression générés lors du passage de la détonation et du choc oblique sur les capteurs. La chimiluminescence expérimentale et son champ modélisé numériquement sont également en bon accord, avec un front de détonation d'une quinzaine de millimètres de hauteur positionné au-dessus des orifices d'injection qui se propage proche de la surface d'injection et avec peu de pertes par déflagration. Ces simulations montrent une couche de mélange de bonne qualité, faiblement stratifiée, avec peu de pertes par déflagration. Cela explique les hautes températures totales et la faible fraction d'imbrûlés en sortie de RDC dans les calculs, ainsi que les vitesses de détonation élevées observées dans les expériences. Concernant la structure de l'écoulement, un choc attaché à la détonation se propage dans les gaz brûlés au voisinage de la paroi intérieure, tandis que des ondes de pression se propagent dans la direction opposée à celle de la détonation. Ces ondes proviennent des interactions successives de la détonation avec les jets de gaz frais.

Pour augmenter la pression moyenne dans la chambre et se rapprocher des conditions d'application d'un propulseur, des essais ont été réalisés avec différentes restrictions en sortie de chambre. Ils montrent l'apparition de régimes instables lorsque la section de passage est trop faible. De plus, les modifications de la géométrie interne de la chambre, telles que la réduction de l'espace annulaire ou le raccourcissement de la chambre, ont un effet important sur les modes de combustion et donc l'efficacité de la RDC. Les simulations de la RDC mettent en évidence les hétérogénéités de pression et de vitesse en sortie de chambre, qui devront être prises en compte pour la conception d'une tuyère adaptée à une RDC. En effet, outre une injection de qualité, il faut aussi assurer une détente optimale dans une tuyère en aval de la chambre de combustion pour l'application moteur-fusée. Il est donc nécessaire d'envisager des études numériques et expérimentales pour concevoir des géométries de chambre et de tuyère adaptées aux RDEs.

Le concept d'injection partiellement prémélangé pour l'application moteur-fusée doit être adapté pour l'application aérobie car il faut que la section d'injection de l'air soit beaucoup plus large que celle du combustible. On peut imaginer une injection mixte dans laquelle une partie de l'air est injectée non-prémélangée, par exemple à travers une fente, et l'autre partie à travers un injecteur assurant un prémélange partiel. La méthodologie numérique et expérimentale présentée dans cette étude est applicable aux

RDEs aérobies, et à des ergols liquides. Dans ce dernier cas, les résultats seront aussi conditionnés par les phénomènes d'atomisation et d'évaporation, lesquels soulèvent des difficultés de modélisation et de conception supplémentaires.

Cette étude fondamentale s'est focalisée sur l'amélioration du phénomène de détonation rotative. La conception d'une chambre de maturité technologique élevée soulève d'autres problèmes fondamentaux ou appliqués, par exemple le choix des matériaux constituant la RDC et le refroidissement de sa structure. On s'intéressera alors aux phénomènes de transferts aux parois.





# Contributions scientifiques

---

## Articles dans des journaux à comité de lecture

1. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO, P. BERTERRETTCHE, R ZITOUN, P. VIDAL (2024) "Quasi-CJ rotating detonation with partially premixed methane-oxygen injection : Numerical simulation and experimental validation", *Applications in Energy and Combustion Science* 19, <https://doi.org/10.1016/j.jaecs.2024.100278>
2. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO (2022) "Evaluation of a computational strategy to model transitory injection in rotating detonation combustors", *Frontiers in Aerospace Engineering* 2, <https://doi.org/10.3389/fpace.2023.1127671>

## Communications dans des conférences

3. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO, R ZITOUN, P. VIDAL, P. BERTERRETTCHE (2024) "Détonation rotative quasi Chapman-Jouguet par injection d'un prémélange partiel", *Journées Des Doctorants de l'Institut Pprime* (Chasseneuil-du-Poitou)
4. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO, R ZITOUN, P. VIDAL (2024) "Caractérisation expérimentale et numérique du fonctionnement d'une chambre de combustion à détonation rotative", *Journées des doctorants en mécanique des fluides et énergétique de l'ONERA*, (Palaiseau)
5. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO, R ZITOUN, P. VIDAL (2024) "Amélioration du fonctionnement d'une chambre de combustion à détonation rotative par injection d'un prémélange partiel", *Journée François Lacas*, (Lyon)
6. P. HELLARD, P. BERTERRETTCHE, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO, R ZITOUN, P. VIDAL (2024) "Quasi-CJ rotating detonation using partially premixed injection : experimental and numerical proof of concept", *International Workshop on Detonation for Propulsion (IWDP)*, Ann Arbor)
7. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO, R ZITOUN, P. VIDAL (2023) "Numerical investigation of the effects of friction and heat transfer on a non-premixed Rotating Detonation Combustor operation", *European Combustion Meeting (ECM)*, Rouen)

8. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO (2022) "Transitory injection simulation to study injector performance of an experimental Rotating Detonation Engine", *Joint Meeting of International Workshop on Detonation for Propulsion (IWDP) and International Constant Volume and Detonation Combustion Workshop (ICVDCW, Berlin)*
9. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO (2022) "A modeling strategy for transitory injection simulation in Rotating Detonation Engines", *Joint Meeting of International Workshop on Detonation for Propulsion (IWDP) and International Constant Volume and Detonation Combustion Workshop (ICVDCW, Berlin)*

### Posters

10. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO, R. ZITOUN, P. VIDAL (2023) "Numerical and experimental study of a Rotating Detonation Engine with an optimized injector", *Journée Des Doctorants de l'Institut P'* (Chasseneuil-du-Poitou)
11. P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO, R. ZITOUN, P. VIDAL (2022) "Caractérisation expérimentale et numérique du fonctionnement d'une chambre de combustion à détonation rotative ", *Journées des doctorants en mécanique des fluides et énergétique de l'ONERA*, (Palaiseau)

### Récompense

12. Prix de thèse ONERA 2024, domaine Mécanique des Fluides et Énergétique.





## Simulation 2D d'une chambre de combustion à détonation rotative

Des simulations 2D (ou pseudo-3D) de RDC ont été réalisées afin d'initialiser un calcul 3D de RDC ou d'aider à la mise en place de calculs de réinjection. Ces simulations utilisent un maillage 3D d'une seule maille d'épaisseur (selon la direction  $z$ , voir figure B.1). Les résultats obtenus avec ce maillage peuvent donc être considérés comme des résultats issus de simulations 2D. L'épaisseur du domaine (direction  $z$ ) est plus faible dans l'injecteur pour prendre en compte la variation de section entre les canaux d'injection et la chambre dans une RDC. Le maillage est formé d'éléments parallélépipédiques de tailles comprises entre 100 et 400  $\mu\text{m}$  en fonction du mélange utilisé.

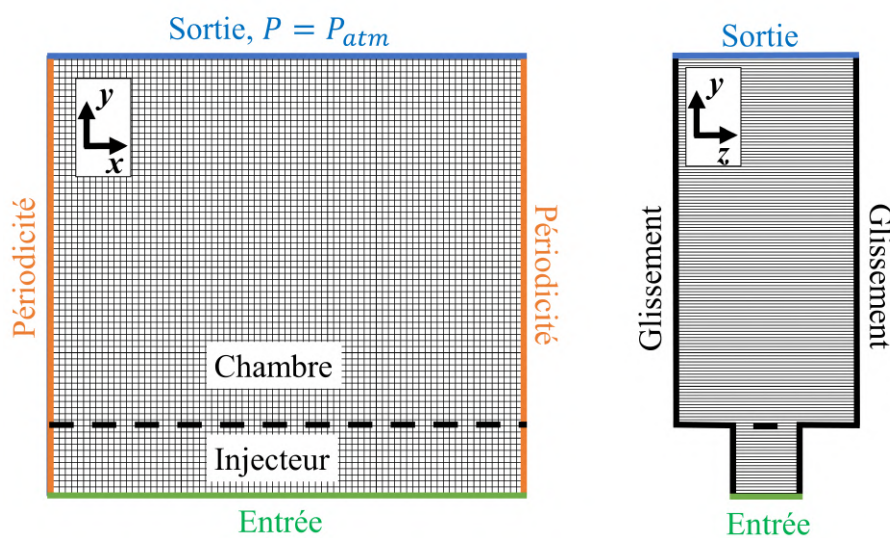


FIGURE B.1 – Vues dans les plans  $(x,y)$  (à gauche) et  $(y,z)$  (à droite) d'un maillage pseudo-3D de RDE

Les ergols sont injectés parfaitement prémélangés. Les réactions sont désactivées dans l'injecteur pour que la combustion ne puisse pas s'y installer. Le débit et la température sont imposés à la surface d'entrée de l'injecteur, et la pression atmosphérique avec une condition de non-réflexion est imposée à la sortie de la chambre. Des conditions de périodicité sont imposées sur les bords du domaine.

Le calcul est initialisé à l'aide d'une condition initiale hétérogène dans la chambre (Fig. B.2), comme proposée par Eude [145]. Elle est séparée en 3 zones : une de gaz aux conditions CJ (1), une de gaz frais triangulaire (2) et une formée de gaz brûlés obtenus par le calcul d'une détente isentropique des produits de détonation CJ (1) jusqu'à une pression identique à celle de la zone (2). Dans l'injecteur, les gaz frais sont parfaitement prémélangés, à une pression d'injection supérieure à 1 bar et à température ambiante.

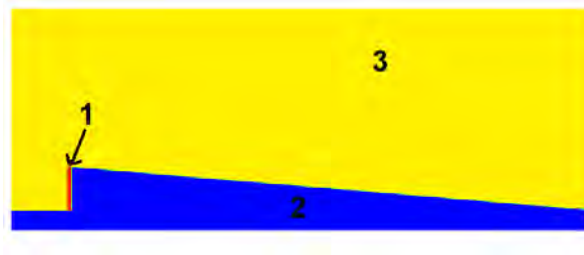


FIGURE B.2 – Condition initiale dans un calcul de RDC 2D



# Validation du mécanisme cinétique de Laurent

Le mécanisme de Laurent [226] a été conçu à l'origine pour des conditions cryogéniques. Nous l'avons validé pour les conditions de cette étude en comparant ses prédictions sur le délai d'auto-allumage et la vitesse de flamme laminaire avec celles des mécanismes détaillés GRI-Mech 3.0 [52], RAMEC [262], Zhukov et Kong [263] et UCSD [264]. Les calculs ont été réalisés avec les modules du logiciel CANTERA [192].

La figure C.1 montre le délai d'auto-inflammation derrière un choc se propageant à  $D_{CJ}$ , dans le mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  initialement à température ambiante. Les résultats sont présentés en fonction de la pression initiale, devant le choc.

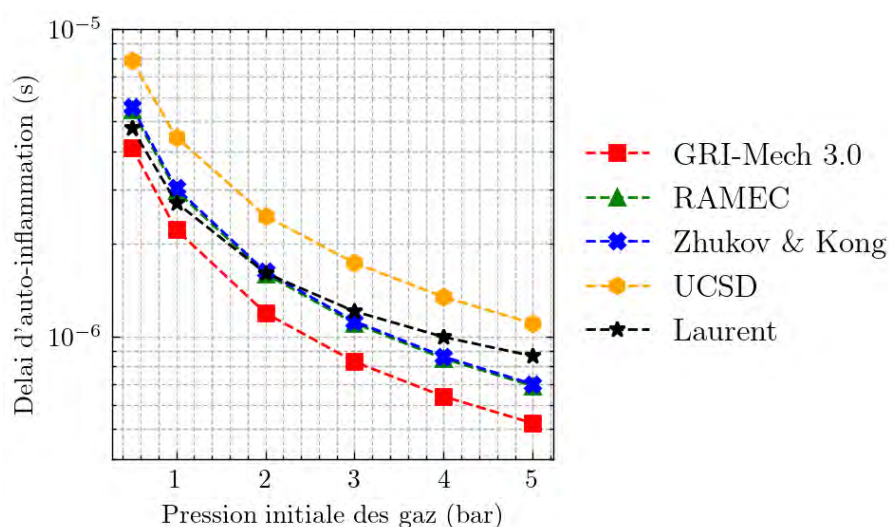


FIGURE C.1 – Délai d'auto-inflammation derrière un choc se propageant à  $D_{CJ}$  dans le mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  initialement à température ambiante en fonction de la pression initiale, devant le choc.

La figure C.2 montre le délai d'auto-inflammation pour le mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  à pression atmosphérique et pour plusieurs températures. Les résultats sont présentés en fonction de l'inverse de la température.

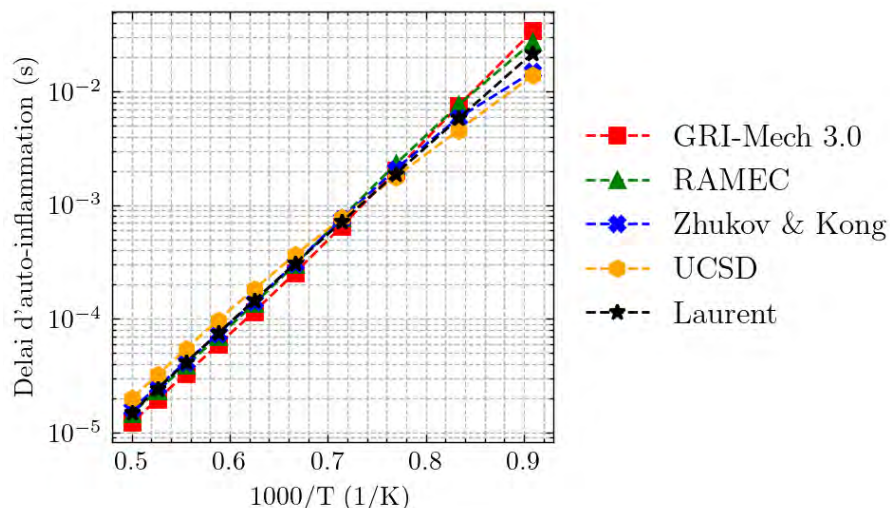


FIGURE C.2 – Délai d’auto-inflammation du mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  initialement à pression atmosphérique en fonction de l’inverse de la température

La figure C.3 présente la vitesse de flamme laminaire dans le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  initialement à pression et température ambiantes, pour plusieurs richesses. Les résultats sont présentés en fonction de la richesse.

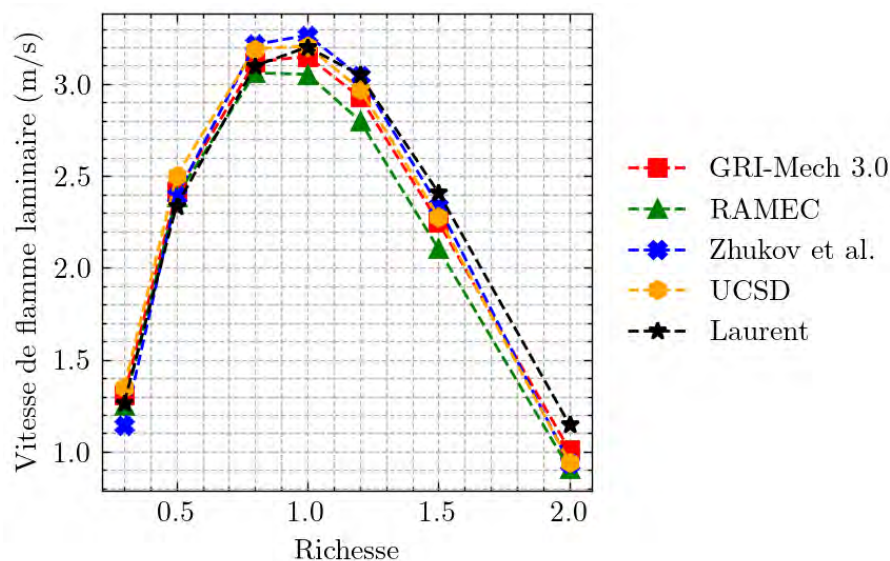


FIGURE C.3 – Vitesse de flamme laminaire dans le mélange  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  à pression et température ambiantes en fonction de la richesse

La figure C.4 montre la vitesse de flamme laminaire pour le mélange stœchiométrique  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  à température ambiante et pour plusieurs pressions. Les résultats sont présentés en fonction de la pression des gaz.

La comparaison montre que le mécanisme de Laurent donne des résultats satisfaisants pour nos conditions. En particulier, dans le cas de la détonation, les délais d’auto-inflammation restent dans les gammes de valeurs obtenues avec les autres schémas ci-

nétiques utilisés dans cette étude. Dans le cas des flammes, les vitesses sont légèrement surestimées à la stœchiométrie, notamment pour les pressions élevées.

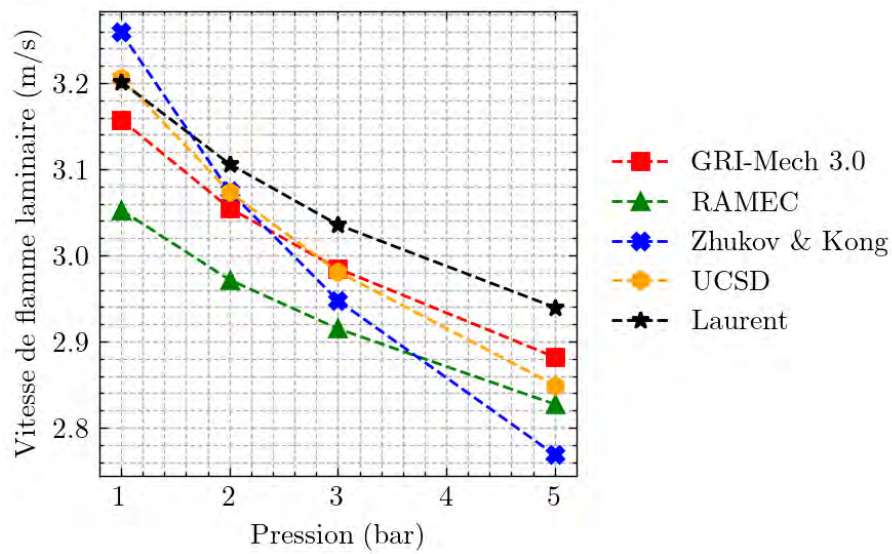


FIGURE C.4 – Vitesse de flamme laminaire dans le mélange stœchiométrique CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> à température ambiante en fonction de la pression



# Validation d'une simulation de réinjection

---

Une simulation de réinjection permet de modéliser la détente des gaz brûlés dans la chambre via une condition initiale hétérogène [234]. Cette annexe détaille cette stratégie de simulation et la compare à une simulation 3D de RDC en fonctionnement.

## D.1 Description des calculs

### D.1.1 Méthodes numériques

Les calculs LES ont été réalisés avec le code CEDRE (Sect. 3.2). Les résolutions spatiale (HLLC [217]) et temporelle (ASIRK-2C [221]) sont d'ordre 2. Le pas de temps est  $2 \times 10^{-9}$  s. Le mécanisme cinétique pour la combustion  $H_2/O_2$  est celui de Davidenko et al. [225], lequel comprend 6 espèces et 14 réactions irréversibles.

Le modèle de sous-maille de Smagorinsky [205] est adopté dans les calculs 3D. Les maillages sont composés de mailles tétraédriques de taille  $\Delta_{3D} = 50 \mu\text{m}$  dans la zone où se propage la détonation et dans la préchambre de l'injecteur ( $y < 10 \text{ mm}$ ). Au-dessus ( $y > 10 \text{ mm}$ ), le maillage est déraffiné progressivement pour atteindre  $400 \mu\text{m}$ . La figure D.1 présente l'indice de Celik et al. [230]  $QI_v$  (4.3) (Sous-sect. 4.1.2) dans les calculs 3D réalisés. L'indice est supérieur à 0,8 dans tout le domaine, la résolution est donc suffisante pour un calcul LES.

Les débits et une température de 300 K sont imposés à l'entrée de l'injecteur et la pression atmosphérique est imposée en sortie de RDC. Les parois sont traitées comme adiabatiques et glissantes.

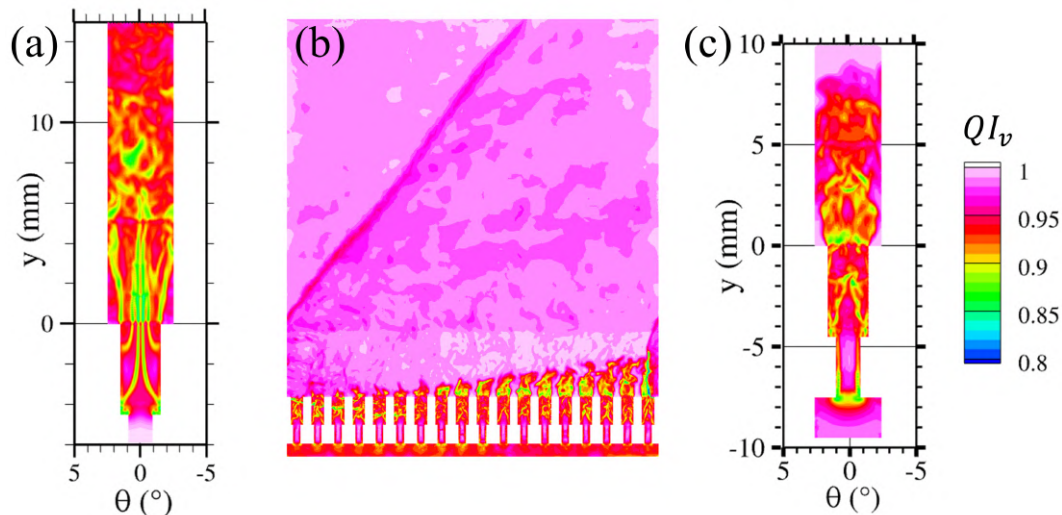


FIGURE D.1 – Indice de Celik et al. dans le calcul d'injection continue (a), de RDC (b) et de réinjection (c)

### D.1.2 Géométrie étudiée

La RDC simulée reprend les dimensions de la RDC de l'Institut Pprime (Sous-sect. 3.1.1), avec un diamètre extérieur de 80 mm, un diamètre interne de 70 mm, soit un espace annulaire de 5 mm. Dans les calculs de fonctionnement de la RDC, la longueur de la chambre est raccourcie à 60 mm pour accélérer la convergence vers un état stable. À l'inverse, dans les simulations de réinjection, le domaine est rallongé pour éviter la réflexion d'ondes parasites en sortie du domaine.

Le mélange stœchiométrique  $H_2/O_2$  est injecté dans la chambre avec un débit de 120 g/s. Les ergols sont injectés à travers 72 injecteurs ITEM (Sous-sect. 4.1.2). La section d'injection représente alors 20% de la section de la RDC. Dans ces conditions, la formule (4.6) du Wave Number [140] (Sous-sect. 4.2.1) prévoit quatre ondes co-rotatives dans la RDC. Ces quatre fronts sont supposés a priori équidistants, et de mêmes intensités et vitesses.

### D.1.3 Cas de calcul

Plusieurs simulations sont présentées dans cette annexe, d'une part pour obtenir la condition initiale du calcul de réinjection, et d'autre part pour valider cette stratégie de calcul. La figure D.2 présente les liens entre ces différents calculs.

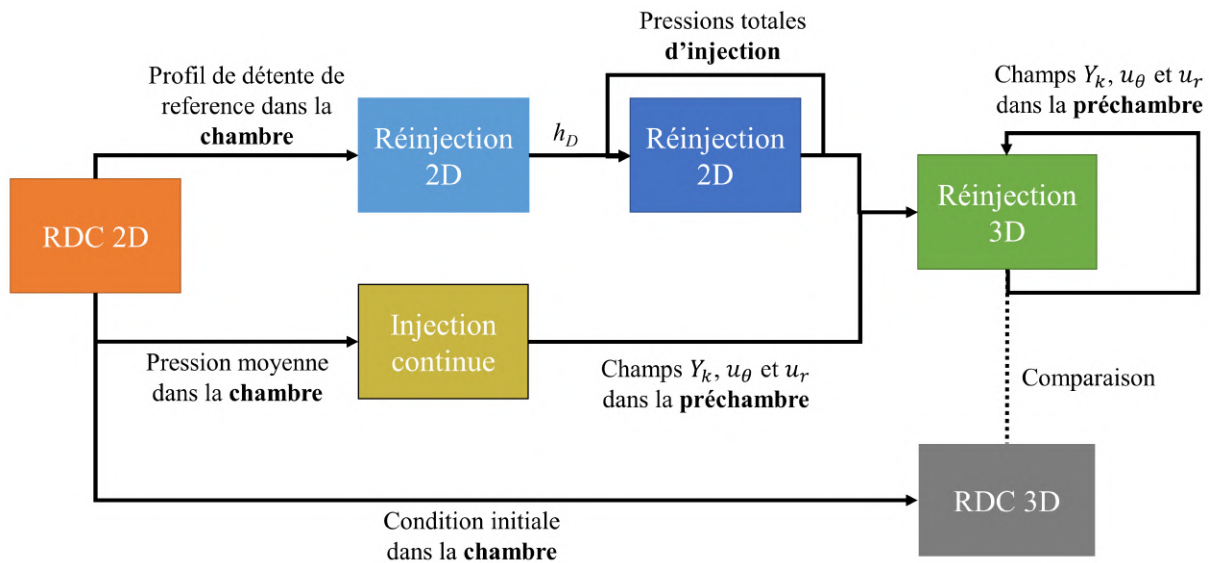


FIGURE D.2 – Liens entre les simulations permettant d'aboutir à un calcul de réinjection 3D

### Simulation 2D de RDC

Des calculs 2D de la RDC en fonctionnement (Annexe B) ont été réalisés afin d'obtenir le profil de détente derrière la détonation. Dans ces simulations, les ergols sont injectés prémélangés et à 300 K à travers une fente dont la section d'injection représente 20% de la section de la RDC. Puisque les quatre fronts sont supposés a priori équidistants et avoir les mêmes intensités et vitesses, seul un quart de la RDC est simulé avec un front de détonation. Des conditions de périodicité sont donc imposées aux limites azimutales du domaine. Le calcul est initié à partir d'une condition initiale hétérogène (Fig. B.2).

### Simulation 3D de RDC

Les calculs de réinjection sont comparés a posteriori à des calculs 3D de la RDC en fonctionnement. Dans ceux-ci, et contrairement aux calculs 2D de RDC, les ergols sont injectés séparément à travers l'injecteur ITEM. À nouveau, un quart de la chambre annulaire est simulé, avec des conditions de périodicité sur les limites azimutales du domaine. Le calcul est initié à partir d'un champ instantané du calcul 2D de la RDC et d'un calcul RANS dans l'injecteur. Comme pour le calcul 2D, le débit et la température sont imposés à l'entrée de l'injecteur et la pression est imposée en sortie de RDC.



### Simulation 3D d'injection continue

Pour mettre en place le calcul de réinjection, un calcul d'injection continue doit être réalisé. Un seul élément d'injection ITEM est simulé et il n'y a pas de gaz brûlés ni de combustion dans le calcul (Sous-sect. 4.1.2). Des conditions de périodicité sont imposées aux limites latérales du domaine. Les ergols sont injectés jusqu'à obtenir des conditions stables dans la chambre.

### Simulation 2D de réinjection

Des calculs de réinjection 2D doivent aussi être utilisés. De nouveau, un seul élément d'injection est simulé. Les ergols sont injectés séparément à travers deux orifices d'injection (Fig. D.3) dont la surface totale représente 20% de la surface de la chambre et celle du carburant vaut 55% de celle de l'oxydant, comme dans l'injecteur ITEM. La pression est imposée à l'entrée des plenums et à la sortie de la chambre. Les ergols sont injectés avec une température totale de 300 K. Les autres limites du domaine sont traitées comme des parois glissantes.

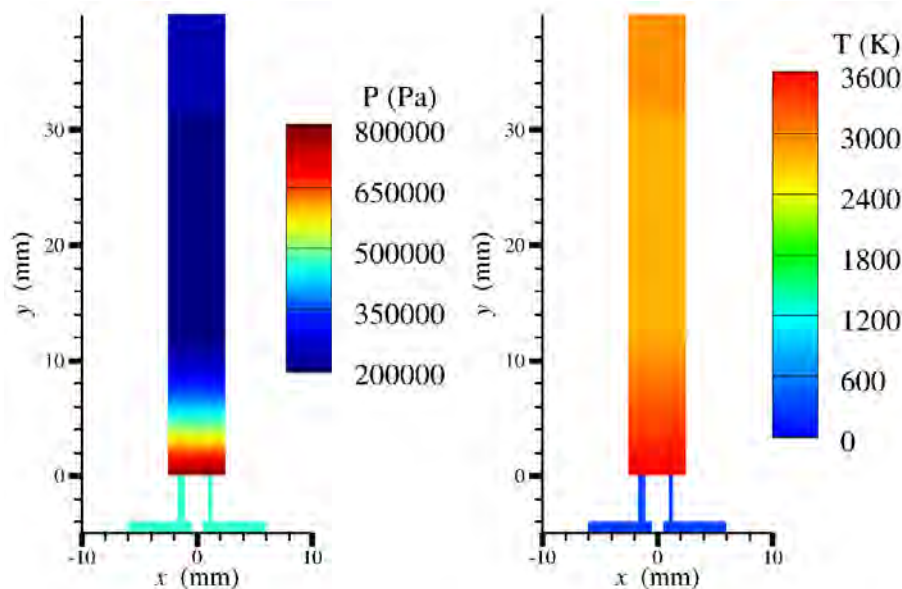


FIGURE D.3 – Exemple de condition initiale d'un calcul de réinjection 2D

La durée du calcul est fixée par la période de passage des détonations. En supposant que les quatre fronts de détonation se propagent à  $D_{CJ}$ , la période est  $\tau_{deto} = 21 \mu s$ . Les réactions chimiques ne sont pas prises en compte dans le calcul 2D. L'obtention de la condition initiale dans la chambre est détaillée dans la sous-section D.2.1. La condition

initiale dans l'injecteur est évaluée à partir des relations

$$\dot{m}_k = AP_{t,k} \sqrt{\frac{\gamma}{rT_t}} M_k \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_k^2\right)^{-\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}} \quad (\text{D.1})$$

$$T_k = T_t \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_k^2\right)^{-1} \quad (\text{D.2})$$

$$P_k = P_{t,k} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_k^2\right)^{-\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{D.3})$$

$$u_{y,k} = c_k M_k \quad (\text{D.4})$$

où  $k = \text{H}_2$  ou  $\text{O}_2$ ,  $T_t = 300$  K la température d'injection,  $P_{t,k}$  la pression totale d'injection,  $c_k$  la vitesse du son dans le gaz,  $\dot{m}_k$  le débit moyen injecté et  $A_k$  la section d'injection du gaz  $k$ .

### Simulation 3D de réinjection

Dans les calculs de réinjection 3D, un seul élément d'injection ITEM est simulé. Des conditions de périodicité sont imposées aux limites azimutales du domaine. La durée du calcul est à nouveau  $\tau_{deto} = 21$   $\mu\text{s}$ . Les réactions chimiques sont activées. Les débits d'ergols et une température de 300 K sont imposés à l'entrée des plenums d'injection. L'obtention de la condition initiale est détaillée dans la partie suivante.

## D.2 Condition initiale d'une simulation de réinjection

### D.2.1 Dans la chambre

La condition initiale dans la RDC est issue de la résolution d'un problème de Riemann (Fig. D.4), composé d'une zone à l'état CJ au repos (état bas) et d'une zone de gaz brûlés représentant la détente isentropique de l'état CJ jusqu'à un certain Mach (état haut). La position de la discontinuité (limite entre états haut et bas) par rapport au fond de la chambre est définie par la variable  $h_D$ .

L'état bas est calculé à partir du mélange frais injecté, soit  $\text{H}_2/\text{O}_2$  à la stœchiométrie et à pression et température ambiantes, dont 15% sont supposés avoir été consommés en déflagration à pression constante. L'état CJ calculé avec Cantera [192] et la librairie SDToolbox [224] dans ces conditions est détaillé dans la table D.1. L'état haut est ensuite calculé à l'aide des relations (D.2), (D.3) et (D.4), où  $T_t$ ,  $P_{t,k}$  sont les conditions totales

de température et de pression de l'état bas, et  $M_k = 1,5$  [234, 235] le nombre de Mach de l'état haut. La composition des gaz est supposée figée lors de la détente entre les états bas et haut. On prend dans un premier temps une hauteur de discontinuité  $h_{D,1} = 12,5$  mm. La solution autosemblable du problème de Riemann obtenue à l'aide d'un code interne correspond à l'instant où le faisceau de détente atteint  $y = 0$  (position  $x_1$  sur la figure D.4).

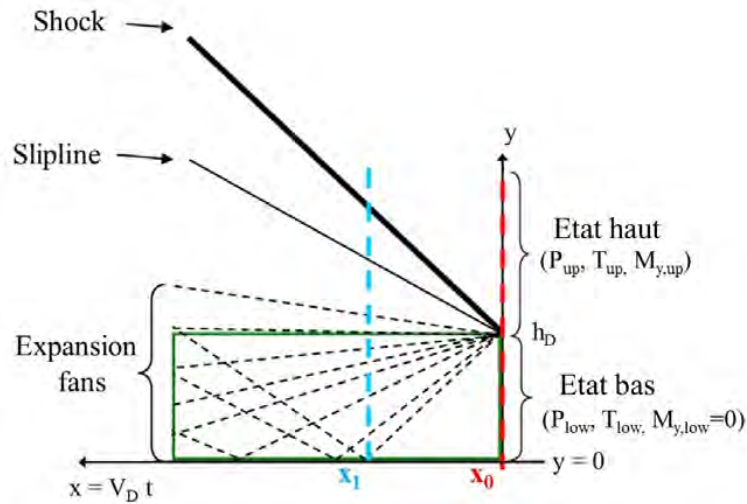


FIGURE D.4 – Problème de Riemann pour l'obtention de la condition initiale d'une simulation de réinjection

TABLE D.1 – Paramètres du problème de Riemann pour la simulation de réinjection  $H_2/O_2$

États	Bas	Haut
$P$ (bar)	8,01	2,34
$T$ (K)	3637	2835
$M$	0	1,5
$Y_{H_2}$	$0,23 \times 10^{-1}$	
$Y_{O_2}$	$1,10 \times 10^{-1}$	
$Y_H$	$0,06 \times 10^{-1}$	
$Y_O$	$0,44 \times 10^{-1}$	
$Y_{OH}$	$1,61 \times 10^{-1}$	
$Y_{H_2O}$	$6,56 \times 10^{-1}$	

Les profils selon  $y$  issus de la solution du problème de Riemann sont ensuite imposés comme condition initiale dans la chambre d'un calcul 2D de réinjection. La détente est trop lente dans le calcul de réinjection avec  $h_D = 12,5$  mm. Nous avons montré [235] qu'une fois les états haut et bas fixés, le profil de détente ne dépend que de la variable

$\zeta = tD/h_D$ . Ainsi, le profil de détente  $P(t_1)$  de ce premier calcul de réinjection utilisant  $h_{D,1} = 12,5$  mm permet de calculer celui de n'importe quel profil de détente selon

$$P(t_2) = P(t_1 \times h_2/h_1) \quad (\text{D.5})$$

La figure D.5 présente les profils de détente sur la surface d'injection dans le calcul 2D de la RDC et des calculs de réinjection pour différentes valeurs de  $h_D$ . La valeur optimale semble être 10 mm. La condition initiale dans la chambre du calcul de réinjection 3D avec cette valeur de  $h_D$  est présentée sur la figure D.6.

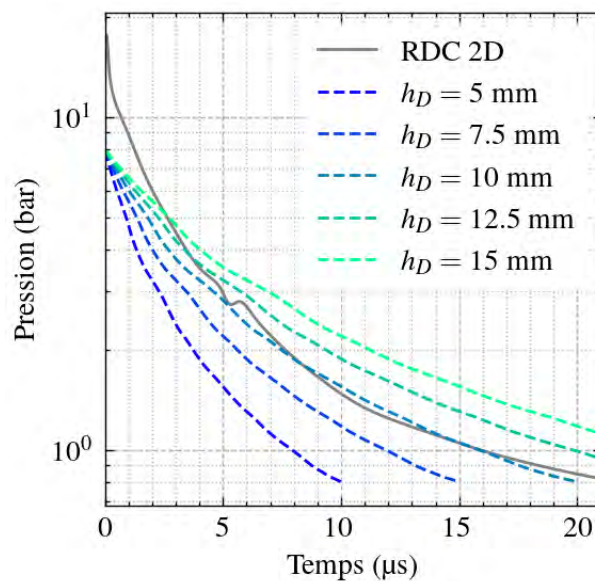


FIGURE D.5 – Variation de la pression sur la paroi d'injection dans les calculs de réinjection 2D, pour différentes valeurs de  $h_D$ , et de la RDC 2D

### D.2.2 Dans l'injecteur

La durée de la simulation de réinjection est si courte que le débit injecté dans la chambre dépend surtout de la condition initiale dans l'injecteur, et pas de la condition aux limites d'injection. L'injecteur ITEM est de plus formé d'une préchambre, ainsi la condition initiale dans celle-ci influence le mélange dans la chambre.

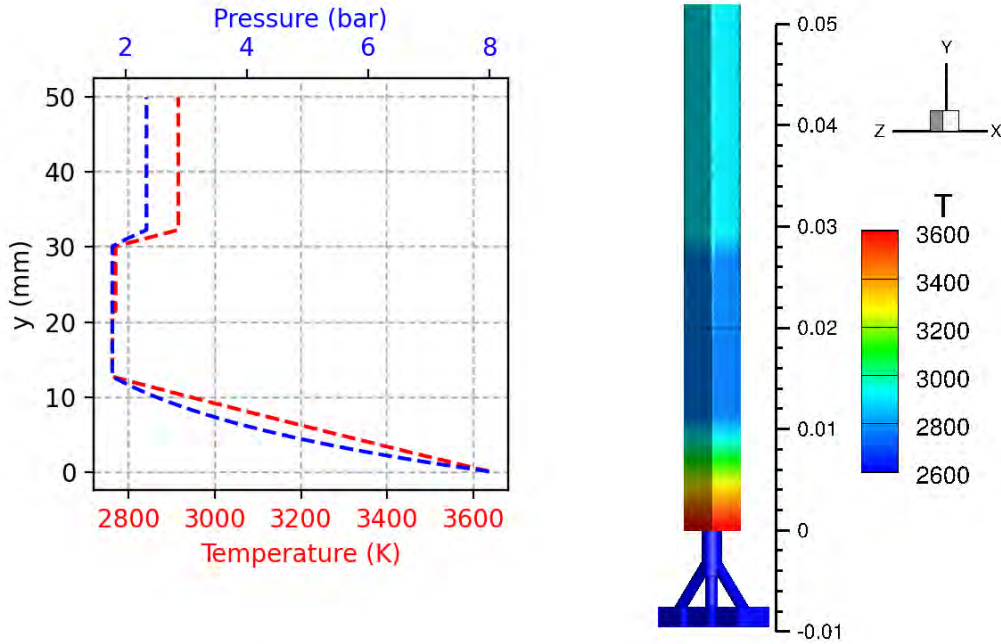


FIGURE D.6 – Condition initiale dans la chambre du calcul de réinjection

La condition initiale dans les tubes d'injection est obtenue à partir des relations (D.1), (D.2), (D.3) et (D.4). La figure D.7 présente la variation selon l'axe de la préchambre du nombre de Mach  $M_y$  basé sur la composante axiale de la vitesse, moyenné en temps et selon la section de passage dans le calcul 3D de la RDC. Le nombre de Mach moyen dans la préchambre varie linéairement entre la valeur dans les tubes d'injection ( $M \approx 0,3$ ) et la condition sonique ( $M \approx 1$ ). Ce profil linéaire est donc imposé comme condition initiale dans la préchambre. Les conditions statiques et la vitesse axiale dans la préchambre sont alors obtenues à partir des relations (D.2), (D.3) et (D.4). Il faut néanmoins définir les pressions d'injection du combustible et de l'oxydant  $P_{t,H_2}$  et  $P_{t,O_2}$ .

Pour cela, des simulations de réinjection 2D sont réalisées avec différentes pressions d'injection, jusqu'à ce que le bon débit soit injecté durant le calcul. La table D.2 présente les valeurs optimales, avec celles de la simulation 3D de la RDC en fonctionnement. Les deux approches montrent un écart de 15%. L'objectif du calcul de réinjection est de ne pas avoir à calculer toute la RDC, ainsi les calculs présentés dans la suite utilisent les pressions d'injection évaluées à partir des calculs de réinjection 2D.

TABLE D.2 – Pressions totales d'injection obtenues à partir des simulations 2D de réinjection et d'une simulation 3D de la RDC

Simulation	RDC 3D	Réinjection
$P_{t,H_2}$ (bar)	5,2	4,6
$P_{t,O_2}$ (bar)	5,3	4,5

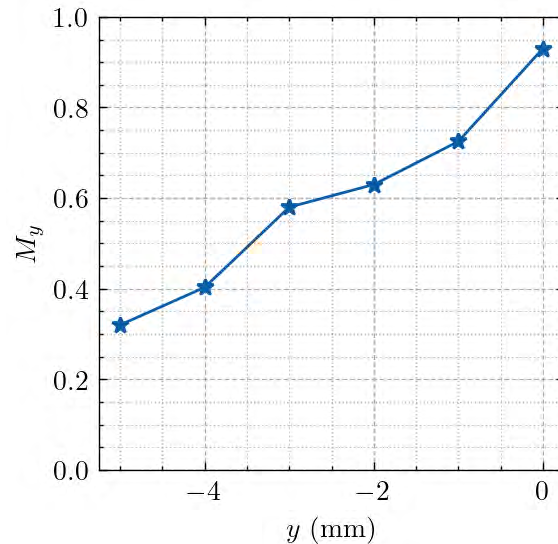


FIGURE D.7 – Nombre de Mach  $M_y$  moyenné en temps et dans différentes sections de passage de la préchambre de l’injecteur ITEM dans le calcul d’un quart de la RDC fonctionnant avec le couple  $H_2/O_2$ , pour un débit total  $\dot{m} = 120$  g/s et une richesse  $ER = 1$ .

Les vitesses azimutale  $u_\theta$  et radiale  $u_r$  et les fractions massiques sont d’abord évaluées à l’aide d’une simulation d’injection continue. Cela permet de réaliser un premier calcul de réinjection 3D, dont les champs finaux de vitesses azimutale  $u_\theta$  et radiale  $u_r$  et des fractions massiques sont appliqués comme condition initiale dans la préchambre d’un second calcul de réinjection 3D. De cette manière, l’effet sur le mélange du choc induit par la détonation dans la préchambre est pris en compte.

## D.3 Comparaison entre les différentes approches

### D.3.1 Dynamique de réinjection

On vérifie d’abord que la détente sur la paroi d’injection est la même dans les calculs de la RDC et de réinjection 3D. La figure D.8 montre que le calcul de réinjection reproduit correctement la détente des produits de combustion derrière la détonation.

On vérifie ensuite que les débits moyens des ergols injectés dans le calcul de réinjection correspondent à ceux du calcul de la RDC. Le débit total moyen injecté est 1,67 g/s, ce qui correspond pour 72 injecteurs à 120,2 g/s, soit 0,2% de plus que ce qui est imposé dans le calcul de la RDC. De même, la richesse moyenne injectée est 0,98 dans le calcul de réinjection au lieu de 1. Ainsi, le même mélange moyen est injecté dans les deux calculs malgré la différence sur les pressions d’injection.



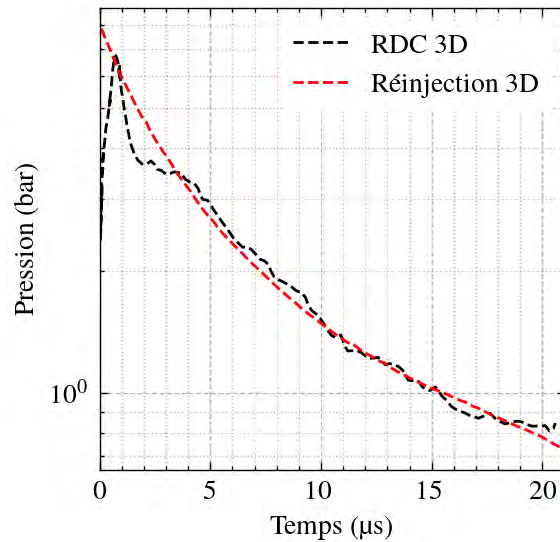


FIGURE D.8 – Variation de la pression sur la paroi d'injection dans les calculs 3D de réinjection et de la RDC

On vérifie enfin que la dynamique de réinjection est correctement reproduite. Ainsi, la figure D.9 présente l'historique de la richesse dans l'écoulement en sortie d'un élément d'injection durant un cycle de propagation de la détonation dans les calculs de RDC (trait noir) et de réinjection (trait rouge). La zone grise correspond à la dispersion des résultats instantanés d'une vingtaine de cycles dans le calcul de la RDC. Le mélange injecté est riche entre  $t = 0$  et  $10 \mu\text{s}$ , puis pauvre jusqu'à  $t = 17 \mu\text{s}$ . Les résultats de réinjection restent dans la zone de dispersion des résultats pour la RDC, à part les intervalles 1 à 3  $\mu\text{s}$  et 13,5 à 14,5  $\mu\text{s}$ .

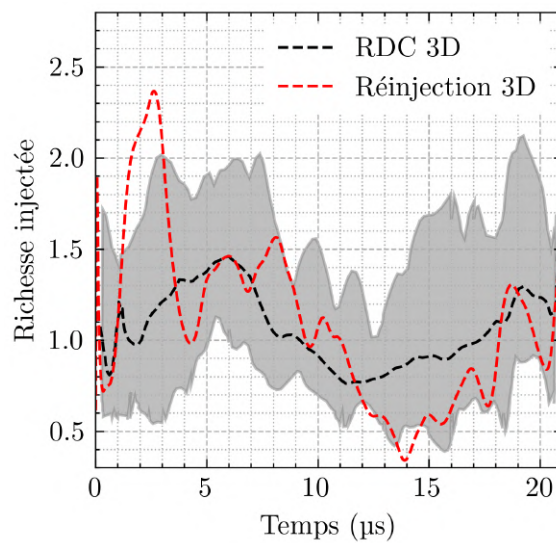


FIGURE D.9 – Évolution de la richesse en sortie d'un élément d'injection pendant un cycle de propagation de la détonation dans les calculs 3D de réinjection et de la RDC. La zone grise correspond à la dispersion des résultats instantanés de la RDC



### D.3.2 Mélange dans la chambre

La figure D.10 présente la variation axiale de la fraction massique des gaz brûlés dans la chambre à la fin du calcul de réinjection, et au-dessus d'un élément d'injection situé devant la détonation dans le calcul de la RDC. Le calcul de réinjection reproduit les tendances du calcul de la RDC. La fraction de gaz brûlés dans les gaz frais est de l'ordre de 15%, comme supposée dans le calcul de  $D_{CJ}$  pour le problème de Riemann (Sous-sect. D.2.1). La limite haute de la couche de gaz est repérée par la variation brusque de la fraction de gaz brûlés qui intervient entre 6 et 8,5 mm. Le calcul de réinjection surestime cette hauteur d'un millimètre environ. Le mouvement de l'écoulement parallèlement à la paroi d'injection, induit par la détonation, n'est pas modélisé dans les calculs de réinjection, ce qui peut expliquer cette légère différence.

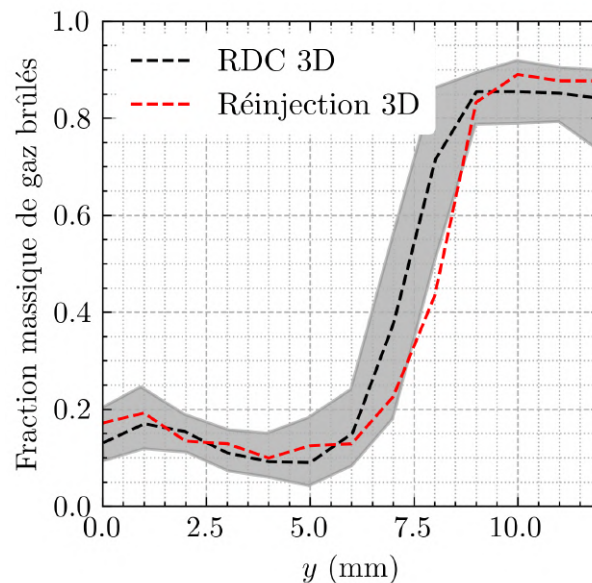


FIGURE D.10 – Fraction massique des gaz brûlés dans la couche de mélange consommée par la détonation dans les calculs 3D de réinjection et de la RDC

La figure D.11 présente la variation de la richesse dans la couche de mélange consommée par la détonation. Le calcul de réinjection reproduit correctement la stratification, voire la surestime dans certaines zones. Le calcul de réinjection est généralement utilisé lors du dimensionnement d'un injecteur, cette tendance est donc préférable à une sous-évaluation de la stratification. Concernant la qualité du mélange ( $\eta_D$  en sous-sect. 4.2.1), le calcul de réinjection prédit que 62% des ergols sont correctement mélangés, valeur très proche des 58% obtenus dans le calcul de la RDC. La différence est faible, le calcul de réinjection permet donc d'évaluer correctement la stratification et la qualité du mélange dans une RDC.

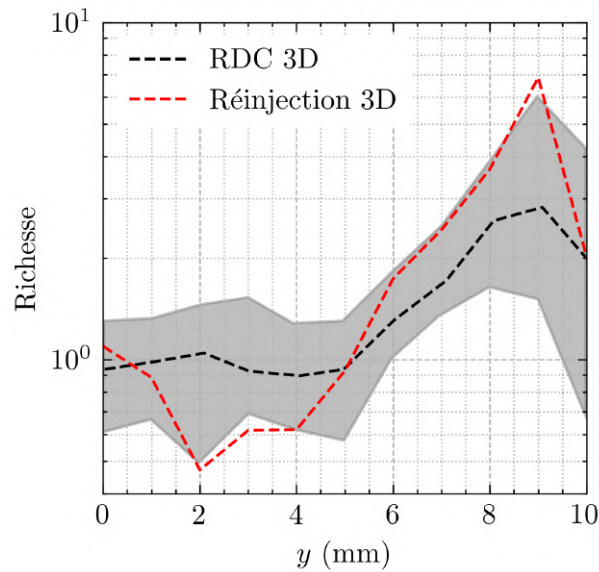


FIGURE D.11 – Richesse dans la couche de mélange consommée par la détonation dans les calculs 3D de réinjection et de la RDC

### D.3.3 Coût de calcul

La table D.3 compare le coût de calcul de la simulation d'un quart de la RDC avec celui de la simulation de réinjection. Le coût du calcul de réinjection contient ceux de l'ensemble des calculs préliminaires nécessaires à l'obtention de la condition initiale. Comme attendu, la simulation de réinjection est beaucoup moins chère, c'est donc une stratégie de simulation intéressante lors du dimensionnement et de l'optimisation d'un injecteur pour un RDE.

TABLE D.3 – Coût de calcul de la simulation de la RDC et de la simulation de réinjection

Simulation	RDC 3D	Reinjection
Coût (hCPU)	30000	160

# Résultats expérimentaux

## E.1 Mélanges H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>

TABLE E.1 – Paramètres et résultats des essais expérimentaux présentés dans le manuscrit pour le mélange H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub>, avec  $\dot{m}$  le débit total, ER la richesse,  $\alpha$  l'angle du corps central,  $d_{i,e}$  le diamètre interne à la base du corps central,  $L_i$  la longueur du corps central,  $n_{deto}$  le nombre de détonation observées,  $D$  la vitesse de la détonation et  $D_{CJ}$  la vitesse de la détonation CJ pour le mélange moyen

Injecteur	$\dot{m}$ (g/s)	ER	$\alpha$ (°)	$d_{i,e}$ (mm)	$L_i$ (mm)	Mode	$n_{deto}$	$D/D_{CJ}$
TRIPLÉT	49	1.31	0	60	110	Déflagration	/	/
TRIPLÉT	52	2.17	0	60	110	Déflagration	/	/
TRIPLÉT	93	1.04	0	60	110	Déflagration	/	/
TRIPLÉT	156	1.12	0	60	110	Déflagration	/	/
TRIPLÉT	151	0.8	0	60	110	Déflagration	/	/
TRIPLÉT	164	1.49	0	60	110	Déflagration	/	/
ITEM	91	0.27	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	79	0.37	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	81	0.58	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	82	0.54	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	82	0.55	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	85	0.91	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	88	0.83	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	87	0.62	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	109	1.01	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	154	0.59	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	143	0.92	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	154	0.98	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	156	0.61	0	70	110	Déflagration	/	/

ITEM	114	0.96	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	115	1.02	0	70	110	Déflagration	/	/
ITEM	49	1.17	0	60	110	Détonation	4	0.99
ITEM	17	3.65	0	60	110	Détonation	3	0.5
ITEM	77	1.06	0	60	110	Détonation	3	1.07
ITEM	48	1.22	0	60	110	Détonation	4	0.82
ITEM	44	1.17	0	60	110	Détonation	4	0.82
ITEM	44	1.17	0	60	110	Détonation	4	0.76
ITEM	126	0.44	0	60	110	Déflagration	/	/
ITEM	93	0.68	0	60	110	Déflagration	/	/
ITEM	95	0.93	0	60	110	Déflagration	/	/
ITEM	100	1.0	0	60	110	Déflagration	/	/
ITEM	110	1.0	0	60	110	Déflagration	/	/
ITEM	150	1.0	0	60	110	Déflagration	/	/
ITEM	170	1.0	0	60	110	Déflagration	/	/
ITEM	125	0.55	0	60	110	Déflagration	/	/
ITEM	50	1.73	0	60	110	Instable	/	/
ITEM	76	0.93	0	60	110	Instable	/	/
ITEM	47	1.72	0	60	110	Instable	/	/
ITEM	36	4.45	0	60	110	Instable	/	/
ITEM	24	0.1	0	60	110	Instable	/	/
ITEM	92	1.21	0	60	110	Instable	/	/
ITEM	89	1.46	0	60	110	Instable	/	/

## E.2 Mélanges CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>

TABLE E.3 – Paramètres et résultats des essais expérimentaux présentés dans le manuscrit pour le mélange CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub>, avec  $\dot{m}$  le débit total, ER la richesse,  $\alpha$  l'angle du corps central,  $d_{i,e}$  le diamètre interne à la base du corps central,  $L_i$  la longueur du corps central,  $A_{cmb}$  la section de passage de la chambre,  $A_s$  la section de passage de la restriction,  $n_{deto}$  le nombre de détonation observées,  $D$  la vitesse de la détonation et  $D_{CJ}$  la vitesse de la détonation CJ pour le mélange moyen

Injecteur	$\dot{m}$ (g/s)	ER	$\alpha$ (°)	$d_{i,e}$ (mm)	$L_i$ (mm)	$A_{cmb}/A_s$	Mode	$n_{deto}$	$\frac{D}{D_{CJ}}$
TRIPLET	65	0.94	0	60	110	1.0	Instable	/	/
TRIPLET	94	1.09	0	60	110	1.0	Instable	/	/
TRIPLET	147	1.11	0	60	110	1.0	Instable	/	/
TRIPLET	69	1.13	0	60	110	1.0	Instable	/	/
TRIPLET	78	1.01	0	60	110	1.0	Instable	/	/
TRIPLET	106	1.22	0	60	110	1.0	Instable	/	/
TRIPLET	95	0.67	0	60	110	1.0	Instable	/	/
TRIPLET	75	0.71	0	0	110	1.0	Détonation	1	0.9
TRIPLET	71	1.05	0	0	110	1.0	Détonation	1	0.9
TRIPLET	122	0.69	0	0	110	1.0	Détonation	1	1.01
TRIPLET	123	0.94	0	0	110	1.0	Détonation	1	0.96
TRIPLET	121	1.15	0	0	110	1.0	Détonation	1	0.94
TRIPLET	71	1.2	0	0	110	1.0	Détonation	1	0.89
TRIPLET	190	0.72	0	0	110	1.0	Détonation	1	1.02
TRIPLET	184	0.97	0	0	110	1.0	Détonation	1	1.0
TRIPLET	192	1.13	0	0	110	1.0	Détonation	1	0.98
ITEM	100	0.88	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.7
ITEM	135	0.98	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.66
ITEM	156	1.11	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.64
ITEM	193	1.06	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.64
ITEM	129	0.93	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.67
ITEM	68	0.82	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.69
ITEM	86	0.77	0	70	110	1.0	Détonation	3	0.69
ITEM	122	0.98	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.66
ITEM	173	1.2	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.64
ITEM	72	0.85	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.69
ITEM	77	1.15	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.66

ITEM	99	1.2	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.64
ITEM	127	1.22	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.65
ITEM	176	0.99	0	70	110	1.0	Détonation	2	0.65
ITEM	157	0.72	0	70	110	1.0	Instable	/	/
ITEM	164	0.72	0	70	110	1.0	Instable	/	/
ITEM	126	0.97	0	70	80	1.0	Détonation	2	0.64
ITEM	128	0.99	0	70	80	1.0	Détonation	2	0.65
ITEM	66	0.84	0	70	80	1.0	Détonation	2	0.7
ITEM	69	1.09	0	70	80	1.0	Détonation	2	0.66
ITEM	96	0.92	0	70	80	1.0	Détonation	2	0.66
ITEM	93	0.97	0	70	80	1.0	Détonation	2	0.66
ITEM	123	1.16	0	70	80	1.0	Détonation	2	0.62
ITEM	38	1.05	0	70	80	1.0	Détonation	2	0.62
ITEM	177	0.93	0	70	80	1.0	Instable	/	/
ITEM	110	0.66	0	70	80	1.0	Instable	/	/
ITEM	192	0.97	0	70	80	1.0	Instable	/	/
ITEM	66	1.1	0	70	50	1.0	Instable	/	/
ITEM	135	1.19	0	70	50	1.0	Instable	/	/
ITEM	69	1.03	5.7	70	110	1.0	Détonation	1	0.78
ITEM	63	1.22	5.7	70	110	1.0	Détonation	1	0.77
ITEM	123	0.73	5.7	70	110	1.0	Détonation	2	0.81
ITEM	117	0.98	5.7	70	110	1.0	Détonation	2	0.81
ITEM	118	1.28	5.7	70	110	1.0	Détonation	1	0.85
ITEM	188	0.71	5.7	70	110	1.0	Détonation	2	0.81
ITEM	184	1.0	5.7	70	110	1.0	Détonation	2	0.82
ITEM	62	0.77	5.7	70	110	1.0	Instable	/	/
ITEM	80	0.57	0	60	110	1.0	Détonation	3	0.68
ITEM	124	0.99	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.89
ITEM	152	0.79	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.88
ITEM	172	0.86	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.87
ITEM	176	0.97	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.85
ITEM	160	1.2	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.88
ITEM	177	1.09	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.89
ITEM	122	0.76	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.81
ITEM	121	1.05	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.87

ITEM	84	0.79	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.76
ITEM	77	1.21	0	60	110	1.0	Détonation	1	0.88
ITEM	133	1.16	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.84
ITEM	163	1.14	0	60	110	1.0	Détonation	2	0.86
ITEM	67	0.79	0	0	110	1.0	Détonation	4	1.08
ITEM	72	1.1	0	0	110	1.0	Détonation	2	0.77
ITEM	125	0.75	0	0	110	1.0	Détonation	3	0.88
ITEM	122	1.21	0	0	110	1.0	Détonation	1	1.01
ITEM	121	0.96	0	0	110	1.0	Détonation	1	1.02
ITEM	189	0.79	0	0	110	1.0	Détonation	1	1.0
ITEM	180	0.94	0	0	110	1.0	Détonation	1	1.03
ITEM	179	1.16	0	0	110	1.0	Détonation	1	1.02
ITEM	114	0.9	0	0	110	1.0	Détonation	1	1.04
ITEM	71	0.94	0	0	110	1.0	Instable	/	/
ITEM	68	1.11	0	60	110	1.8	Détonation	2	0.72
ITEM	91	1.12	0	60	110	1.8	Détonation	2	0.71
ITEM	149	0.94	0	60	110	1.8	Détonation	2	0.72
ITEM	196	1.11	0	60	110	1.8	Détonation	2	0.66
ITEM	197	1.16	0	60	110	3.7	Déflagration	/	/
ITEM	104	1.11	0	60	110	3.7	Instable	/	/
ITEM	143	1.02	0	60	110	3.7	Instable	/	/
ITEM	70	1.09	0	60	110	3.7	Instable	/	/
ITEM	117	1.12	0	60	110	3.7	Instable	/	/
ITEM	75	1.04	0	70	110	1.3	Détonation	2	0.64
ITEM	114	1.09	0	70	110	1.3	Détonation	2	0.62
ITEM	179	1.16	0	70	110	1.3	Détonation	2	0.59
ITEM	74	1.11	0	70	110	2.0	Détonation	2	0.71
ITEM	186	1.13	0	70	110	2.0	Déflagration	/	/
ITEM	116	1.17	0	70	110	2.0	Instable	/	/





# Bibliographie

- [1] R. K. TEMPLE et J. N. J. T. M. NEEDHAM, « The genius of China : 3,000 years of science, discovery, and invention, » 1986.
- [2] A. Y. AL-HASSAN et D. R. HILL, « Islamic technology : an illustrated history, » 1986.
- [3] D. TODERICIU, *Preistoria rachetei moderne. Manuscrisul de la Sibiu (1400-1569). Studiu critic și prezentare istorică și tehnică-științifică.* 2002.
- [4] R. NARASIMHA, « Rockets in Mysore and Britain, 1750-1850 AD, » *National Aerospace Laboratories, India. Retrieved 30 November 2011,* 1985.
- [5] K. TSIOLKOVSKY, « Exploration of outer space by means of rocket devices, » *The Science Review*, t. 5, 1903.
- [6] R. LORIN, « Une expérience simple relative au propulseur à réaction directe, » *L'Aérophile*, t. 15, 1913.
- [7] R. H. GODDARD, *A method of reaching extreme altitudes (with 10 plates).* Smithsonian institution, 1921, t. 2540.
- [8] R. H. GODDARD, E. C. GODDARD et G. E. PENDRAY, « Rocket development : liquid-fuel rocket research 1929-1941, » 1948.
- [9] P. SCOTT, « Birth of the jet engine, » *Mechanical Engineering*, t. 117, n° 1, p. 66, 1995.
- [10] K. P. WERRELL, *The evolution of the cruise missile.* Air University, Air University Press, 1985.
- [11] H. LEE et al., « IPCC, 2023 : Climate Change 2023 : Synthesis Report, Summary for Policymakers. Contribution of Working Groups I, II and III to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change, » 2023.
- [12] D. S. LEE et al., « The contribution of global aviation to anthropogenic climate forcing for 2000 to 2018, » *Atmospheric environment*, t. 244, p. 117 834, 2021.
- [13] *Jonathan McDowell's Space Pages*, <https://planet4589.org/space/stats/launches.html>, Consulté le 02-05-2024.
- [14] R. AWKER, « Evaluation of propfan propulsion applied to general aviation, » rapp. tech., 1986.
- [15] C. RIEGLER et C. BICHLMAIER, « The geared turboprop technology—Opportunities, challenges and readiness status, » *Proceedings CEAS. Sep*, p. 10-13, 2007.

- [16] D. K. HALL, A. C. HUANG, A. URANGA, E. M. GREITZER, M. DRELA et S. SATO, « Boundary layer ingestion propulsion benefit for transport aircraft, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 33, n° 5, p. 1118-1129, 2017.
- [17] T. A. KAEMMING et D. E. PAXSON, « Determining the pressure gain of pressure gain combustion, » *2018 Joint propulsion conference*, 2018, p. 4567.
- [18] Y. B. ZELDOVICH, « To the question of energy use of detonation combustion, » *Journal of propulsion and power*, t. 22, n° 3, p. 588-592, 2006.
- [19] D. L. CHAPMAN, « VI. On the rate of explosion in gases, » *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, t. 47, n° 284, p. 90-104, 1899.
- [20] E. JOUGUET, « Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz, » *J. Maths. Pure Appl.*, t. 7, p. 347, 1905.
- [21] Y. B. ZEL'DOVICH, « On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems, » *Zh. eksp. teoret. fiz.*, t. 10, p. 542-568, 1940.
- [22] J. von NEUMANN, « Theory of detonation waves, » *John von Neumann, collected works*, t. 6, p. 203-218, 1942.
- [23] W. DÖRING, « On detonation processes in gases, » *Ann. phys*, t. 43, n° 421-436, p. 9, 1943.
- [24] Y. N. DENISOV et Y. K. TROSHIN, « Pulsating and spinning detonation of gaseous mixtures in tubes, » *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, t. 125, 1959, p. 110-113.
- [25] H. HOFFMANN, « Reaction-propulsion produced by intermittent detonative combustion, » *German Research Institute for Gliding, Report ATI-52365*, p. 161-167, 1940.
- [26] J. NICHOLLS, H. WILKINSON et R. MORRISON, « Intermittent detonation as a thrust-producing mechanism, » *Journal of jet propulsion*, t. 27, n° 5, p. 534-541, 1957.
- [27] B. VOITSEKHOVSKII, « Statsionarnaya dyetonatsiya, » *Doklady Akademii Nauk SSSR*, t. 129, n° 6, p. 1254-1256, 1959.
- [28] F. A. BYKOVSKII et V. MITROFANOV, « Detonation combustion of a gas mixture in a cylindrical chamber, » *Combustion, Explosion and Shock Waves*, t. 16, n° 5, p. 570-578, 1980.
- [29] F. A. BYKOVSKII, S. A. ZHDAN et E. F. VEDERNIKOV, « Continuous spin detonations, » *Journal of propulsion and power*, t. 22, n° 6, p. 1204-1216, 2006.

- [30] S. A. ZHDAN, A. MARDASHEV et V. MITROFANOV, « Calculation of the flow of spin detonation in an annular chamber, » *Combustion, Explosion and Shock Waves*, t. 26, p. 210-214, 1990.
- [31] S. ZHDAN et F. BYKOVSKII, « Investigations of continuous spin detonations at Lavrentyev Institute of Hydrodynamics, » *Pulse and continuous detonation propulsion*, 2006, p. 181-204.
- [32] S. FROLOV, V. AKSENOV, V. IVANOV et I. SHAMSHIN, « Large-scale hydrogen–air continuous detonation combustor, » *international journal of hydrogen energy*, t. 40, n° 3, p. 1616-1623, 2015.
- [33] S. FROLOV et al., « Rocket engine with continuous detonation combustion of the natural gas–oxygen propellant system, » *Doklady Physical Chemistry*, Springer, t. 478, 2018, p. 31-34.
- [34] P. WOLAŃSKI, « Application of the continuous rotating detonation to gas turbine, » *Applied Mechanics and Materials*, Trans Tech Publ, t. 782, 2015, p. 3-12.
- [35] A. NAPLES, J. HOKE, R. T. BATTELLE, M. WAGNER et F. R. SCHAUER, « RDE implementation into an open-loop T63 gas turbine engine, » *55th AIAA Aerospace sciences meeting*, 2017, p. 1747.
- [36] K. GOTO et al., « Space flight demonstration of rotating detonation engine using sounding rocket S-520-31, » *Journal of Spacecraft and Rockets*, t. 60, n° 1, p. 273-285, 2023.
- [37] M. KAWALEC, P. WOLAŃSKI, W. PERKOWSKI et A. BILAR, « Development of a liquid-propellant rocket powered by a rotating detonation engine, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 39, n° 4, p. 554-561, 2023.
- [38] T. W. TEASLEY, T. M. FEDOTOWSKY, P. R. GRADL, B. L. AUSTIN et S. D. HEISTER, « Current state of NASA continuously rotating detonation cycle engine development, » *AIAA SciTech 2023 Forum*, 2023, p. 1873.
- [39] MOTTY. « Schematic diagram of the operation of a axial flow turbojet engine. » (2005), adresse : [https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/a2/Turbojet\\_operation-axial\\_flow-fr.svg](https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/a/a2/Turbojet_operation-axial_flow-fr.svg).
- [40] J. F. CONNORS, « Exploring in aerospace rocketry. 2-Propulsion fundamentals, » *LEWIS AEROSPACE EXPLORERS CONF.*, 1968.
- [41] P. P. RACHOV, H. TACCA et D. LENTINI, « Electric feed systems for liquid-propellant rockets, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 29, n° 5, p. 1171-1180, 2013.

- [42] H.-D. KWAK, S. KWON et C.-H. CHOI, « Performance assessment of electrically driven pump-fed LOX/kerosene cycle rocket engine : Comparison with gas generator cycle, » *Aerospace Science and Technology*, t. 77, p. 67-82, 2018.
- [43] W. FICKETT et W. C. DAVIS, *Detonation : theory and experiment*. Courier Corporation, 2000.
- [44] S. J. JACOBS, « The energy of detonation, » *NAVORD report*, t. 4366, p. 17, 1956.
- [45] E. WINTENBERGER et J. E. SHEPHERD, « Thermodynamic cycle analysis for propagating detonations, » *Journal of propulsion and power*, t. 22, n° 3, p. 694-698, 2006.
- [46] E. WINTENBERGER, « Application of steady and unsteady detonation waves to propulsion, » thèse de doct., California Institute of Technology, 2004.
- [47] G. FOWLES, « Subsonic-supersonic condition for shocks, » *The Physics of Fluids*, t. 18, n° 7, p. 776-780, 1975.
- [48] G. I. TAYLOR, « The dynamics of the combustion products behind plane and spherical detonation fronts in explosives, » *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences*, t. 200, n° 1061, p. 235-247, 1950.
- [49] Y. B. ZEL'DOVICH, « On the pressure and velocity distributions in detonation products, in particular, in a spherically propagating detonation wave, » *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, t. 12, p. 389-406, 1942.
- [50] P. A. THOMPSON et G. S. BEAVERS, « Compressible-fluid dynamics, » 1972.
- [51] P. VIEILLE, « Rôle des discontinuités dans la propagation des phénomènes explosifs, » *CR Acad. Sci. Paris*, t. 130, p. 413, 1900.
- [52] G. P. SMITH et al., [http://www.me.berkeley.edu/gri\\_mech/](http://www.me.berkeley.edu/gri_mech/).
- [53] R. A. STREHLOW et A. J. CROOKER, « The structure of marginal detonation waves, » *Acta Astronautica*, t. 1, n° 3-4, p. 303-315, 1974.
- [54] V. MONNIER, V. RODRIGUEZ, P. VIDAL et R. ZITOUN, « An analysis of three-dimensional patterns of experimental detonation cells, » *Combustion and Flame*, t. 245, p. 112-130, 2022.
- [55] V. SUBBOTIN, « Two kinds of transverse wave structures in multifront detonation, » *Combustion, Explosion and Shock Waves*, t. 11, n° 1, p. 83-88, 1975.
- [56] M. RADULESCU, G. SHARPE, J. LEE, C. KIYANDA, A. HIGGINS et R. HANSON, « The ignition mechanism in irregular structure gaseous detonations, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 30, n° 2, p. 1859-1867, 2005.

- [57] V. MONNIER, « Aspects tridimensionnels de la détonation cellulaire : des observations expérimentales et un modèle, » thèse de doct., ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers, 2023.
- [58] G. DUPRÉ, J. JOANNON, R. KNYSTAUTAS et J. LEE, « Unstable detonations in the near-limit regime in tubes, » *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, t. 23, 1991, p. 1813-1820.
- [59] J. H. LEE, *The detonation phenomenon*. Cambridge University Press, 2008.
- [60] D. DESBORDES et H.-N. PRESLES, « Multi-scaled cellular detonation, » *Shock Waves Science and Technology Library, Vol. 6 : Detonation Dynamics*, Springer, 2011, p. 281-338.
- [61] C. CAMPBELL, « The ignition of gases by an explosion wave. Part 1. Carbon monoxide and hydrogen mixtures, » *J. Chem. Soc.*, t. 1927, p. 1572-1578, 1927.
- [62] W. A. BONE et R. P. FRASER, « V. A photographic investigation of flame movements in carbonic oxide-oxygen explosions, » *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character*, t. 228, n° 659-669, p. 197-234, 1929.
- [63] G. L. SCHOTT, « Observations of the structure of spinning detonation, » *The Physics of Fluids*, t. 8, n° 5, p. 850-865, 1965.
- [64] F. VIROT, « Contribution à l'étude expérimentale et numérique du régime hélicoïdal de détonation dans les systèmes  $H_2$ ,  $CH_4$ ,  $C_2H_6-O_2$  dilués ou non par  $N_2$  ou Ar, » thèse de doct., ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers, 2009.
- [65] J. J. ERPENBECK, « Stability of steady-state equilibrium detonations, » *The physics of Fluids*, t. 5, n° 5, p. 604-614, 1962.
- [66] H. LEE et D. S. STEWART, « Calculation of linear detonation instability : one-dimensional instability of plane detonation, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 216, p. 103-132, 1990.
- [67] P. CLAVIN et L. HE, « Stability and nonlinear dynamics of one-dimensional overdriven detonations in gases, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 306, p. 353-378, 1996.
- [68] K. SHCHELKIN et Y. K. TROSHIN, « Gas dynamics of detonations, » *Mono Book Corp., Baltimore*, t. 10, 1965.
- [69] C. K. WESTBROOK, « Chemical kinetics of hydrocarbon oxidation in gaseous detonations, » *Combustion and Flame*, t. 46, p. 191-210, 1982.

- [70] G. CICCARELLI, T. GINSBERG, J. BOCCIO, C. ECONOMOS, K. SATO et M. KINOSHITA, « Detonation cell size measurements and predictions in hydrogen-air-steam mixtures at elevated temperatures, » *Combustion and Flame*, t. 99, n° 2, p. 212-220, 1994.
- [71] V. MONNIER, P. VIDAL, V. RODRIGUEZ et R. ZITOUN, « From graph theory and geometric probabilities to a representative width for three-dimensional detonation cells, » *Combustion and Flame*, t. 256, p. 112-996, 2023.
- [72] D. J. BERETS, E. F. GREENE et G. KISTIAKOWSKY, « Gaseous Detonations. I. Stationary Waves in Hydrogen—Oxygen Mixtures, » *Journal of the American Chemical Society*, t. 72, n° 3, p. 1080-1086, 1950.
- [73] G. KISTIAKOWSKY, H. T. KNIGHT et M. E. MALIN, « Gaseous detonations. III. dissociation energies of nitrogen and carbon monoxide, » *The Journal of Chemical Physics*, t. 20, n° 5, p. 876-883, 1952.
- [74] N. MANSON et H. GUÉNOCHE, « Effect of the charge diameter on the velocity of detonation waves in gas mixtures, » *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, t. 6, 1957, p. 631-639.
- [75] J. A. FAY, « Two-dimensional gaseous detonations : Velocity deficit, » *The Physics of Fluids*, t. 2, n° 3, p. 283-289, 1959.
- [76] S. TSUGÉ, « The effect of boundaries on the velocity deficit and the limit of gaseous detonations, » *Combustion Science and Technology*, t. 3, n° 4, p. 195-205, 1971.
- [77] K. ISHII, K. ITOH et T. TSUBOI, « A study on velocity deficits of detonation waves in narrow gaps, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 29, n° 2, p. 2789-2794, 2002.
- [78] Q. XIAO, A. SOW, B. M. MAXWELL et M. I. RADULESCU, « Effect of boundary layer losses on 2D detonation cellular structures, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 38, n° 3, p. 3641-3649, 2021.
- [79] A. CHINNAYYA, A. HADJADJ et D. NGOMO, « Computational study of detonation wave propagation in narrow channels, » *Physics of Fluids*, t. 25, n° 3, 2013.
- [80] G. THOMAS et R. L. WILLIAMS, « Detonation interaction with wedges and bends, » *Shock waves*, t. 11, p. 481-492, 2002.
- [81] H. NAKAYAMA, J. KASAHARA, A. MATSUO et I. FUNAKI, « Front shock behavior of stable curved detonation waves in rectangular-cross-section curved channels, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 34, n° 2, p. 1939-1947, 2013.



- [82] V. RODRIGUEZ, C. JOURDAIN, P. VIDAL et R. ZITOUN, « An experimental evidence of steadily-rotating overdriven detonation, » *Combustion and Flame*, t. 202, p. 132-142, 2019.
- [83] W. P. SOMMERS, « The interaction of a detonation wave with an inert boundary, » thèse de doct., University of Michigan, 1961.
- [84] R. W. HOUIM et R. T. FIEVISOHN, « The influence of acoustic impedance on gaseous layered detonations bounded by an inert gas, » *Combustion and Flame*, t. 179, p. 185-198, 2017.
- [85] W. RUDY, M. KUZNETSOV, R. POROWSKI, A. TEODORCZYK, J. GRUNE et K. SEMPET, « Critical conditions of hydrogen-air detonation in partially confined geometry, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 34, n° 2, p. 1965-1972, 2013.
- [86] W. RUDY, K. DZIUBANII, M. ZBIKOWSKI et A. TEODORCZYK, « Experimental determination of critical conditions for hydrogen-air detonation propagation in partially confined geometry, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 42, n° 11, p. 7366-7373, 2017.
- [87] J. GRUNE, K. SEMPET, A. FRIEDRICH, M. KUZNETSOV et T. JORDAN, « Detonation wave propagation in semi-confined layers of hydrogen-air and hydrogen-oxygen mixtures, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 42, n° 11, p. 7589-7599, 2017.
- [88] M. REYNAUD, « Modélisation numérique des détonations confinées par un gaz inerte, » thèse de doct., ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, 2017.
- [89] K. ISHII et M. KOJIMA, « Behavior of detonation propagation in mixtures with concentration gradients, » *Shock waves*, t. 17, p. 95-102, 2007.
- [90] D. KESSLER, V. GAMEZO et E. ORAN, « Gas-phase detonation propagation in mixture composition gradients, » *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, t. 370, n° 1960, p. 567-596, 2012.
- [91] M. DONATO, L. DONATO et J. LEE, « Transmission of detonations through composition gradients, » *Proceedings of the First Specialists Meeting of The Combustion Institute. Bordeaux, France*, 1981.
- [92] T. ENGBRETSSEN, D. BJERKETVEDT et O. SØNJU, « Propagation of gaseous detonations through regions of low reactivity, » *Progress in Astronautics and Aeronautics*, t. 153, p. 324-324, 1993.

- [93] M. KUZNETSOV, V. ALEKSEEV, S. DOROFEEV, I. MATSUKOV et J. BOCCIO, « Detonation propagation, decay, and reinitiation in nonuniform gaseous mixtures, » *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, t. 27, 1998, p. 2241-2247.
- [94] D. BJERKETVEDT, O. SONJU et I. MOEN, « The influence of experimental condition on the reinitiation of detonation across an inert region, » *Progress in Astronautics and Aeronautics*, t. 106, p. 109-130, 1986.
- [95] G. THOMAS, P. SUTTON et D. EDWARDS, « The behavior of detonation waves at concentration gradients, » *Combustion and flame*, t. 84, n° 3-4, p. 312-322, 1991.
- [96] S. BOULAL, P. VIDAL, R. ZITOUN, T. MATSUMOTO et A. MATSUO, « Experimental investigation on detonation dynamics through a reactivity sink, » *Combustion and Flame*, t. 196, p. 11-25, 2018.
- [97] P. WOLAŃSKI, « Detonative propulsion, » *Proceedings of the combustion Institute*, t. 34, n° 1, p. 125-158, 2013.
- [98] R. DUNLAP, R. L. BREHM et J. A. NICHOLLS, « A preliminary study of the application of steady-state detonative combustion to a reaction engine, » *Journal of Jet Propulsion*, t. 28, n° 7, p. 451-456, 1958.
- [99] J. NICHOLLS, E. DABORA et R. GEALER, « Studies in connection with stabilized gaseous detonation waves, » *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, t. 7, 1958, p. 766-772.
- [100] C. VIGUIER, A. GOURARA et D. DESBORDES, « Three-dimensional structure of stabilization of oblique detonation wave in hypersonic flow, » *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, t. 27, 1998, p. 2207-2214.
- [101] J. SHEPHERD et E. WINTENBERGER, « Thermodynamic analysis of combustion processes for propulsion systems, » *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2004, p. 1033.
- [102] G. P. MENEES, H. G. ADELMAN, J.-L. CAMBIER et J. V. BOWLES, « Wave combustors for trans-atmospheric vehicles, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 8, n° 3, p. 709-713, 1992.
- [103] S. ASHFORD et G. EMANUEL, « Oblique detonation wave engine performance prediction, » *Journal of propulsion and power*, t. 12, n° 2, p. 322-327, 1996.
- [104] Y. WU, F. MA et V. YANG, « System performance and thermodynamic cycle analysis of airbreathing pulse detonation engines, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 19, n° 4, p. 556-567, 2003.
- [105] R. ZITOUN et D. DESBORDES, « Propulsive performances of pulsed detonations, » *Combustion Science and Technology*, t. 144, n° 1-6, p. 93-114, 1999.

- [106] J. H. LEE, « Initiation of gaseous detonation, » *Annual Review of Physical Chemistry*, t. 28, n° 1, p. 75-104, 1977.
- [107] H. MATSUI et J. H. LEE, « On the measure of the relative detonation hazards of gaseous fuel-oxygen and air mixtures, » *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, t. 17, 1979, p. 1269-1280.
- [108] E. S. ORAN et V. N. GAMEZO, « Origins of the deflagration-to-detonation transition in gas-phase combustion, » *Combustion and flame*, t. 148, n° 1-2, p. 4-47, 2007.
- [109] G. CICCARELLI et S. DOROFEEV, « Flame acceleration and transition to detonation in ducts, » *Progress in energy and combustion science*, t. 34, n° 4, p. 499-550, 2008.
- [110] M. LIBERMAN, M. IVANOV, A. KIVERIN, M. KUZNETSOV, A. CHUKALOVSKY et T. RAKHIMOVA, « Deflagration-to-detonation transition in highly reactive combustible mixtures, » *Acta Astronautica*, t. 67, n° 7-8, p. 688-701, 2010.
- [111] N. NGUYEN et A. CUTLER, « Pressure and Thrust Measurements of a High-Frequency Pulsed-Detonation Tube, » *44th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2008, p. 4690.
- [112] K. MATSUOKA, K. MUTO, J. KASAHARA, H. WATANABE, A. MATSUO et T. ENDO, « Development of high-frequency pulse detonation combustor without purging material, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 33, n° 1, p. 43-50, 2017.
- [113] D. DAVIDENKO, I. GÖKALP et A. N. KUDRYAVTSEV, « Numerical simulation of the continuous rotating hydrogen-oxygen detonation with a detailed chemical mechanism, » *West-East High Speed Flow Field Conference*, 2007.
- [114] T. WATANABE, N. H. JOURDAINE, K. OZAWA, N. TSUBOI, T. KOJIMA et K. A. HAYASHI, « Numerical Simulation on Disk Rotating Detonation Engine : Influence of Internal Flow Field Structure on Performance, » *AIAA SciTech 2020 Forum*, 2020, p. 2160.
- [115] K. I. SHCHELKIN et Y. K. TROSHIN, *Gasdynamics of combustion*. National Aeronautics et Space Administration, 1964, t. 231.
- [116] J. NICHOLLS, R. E. CULLEN et K. RAGLAND, « Feasibility studies of a rotating detonation wave rocket motor., » *Journal of Spacecraft and Rockets*, t. 3, n° 6, p. 893-898, 1966.
- [117] J. D. HEATH, « Generating Detonation Waves in an Annulus via Phased Adiabatic Shocks, » thèse de doct., University of Washington, 2015.
- [118] J. A. BOENING et al., « Rotating detonation engine using a wave generator and controlled mixing, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 34, n° 6, p. 1364-1375, 2018.

- [119] J. KOCH, L. CHANG, C. UPADHYE, K. CHAU, M. KUROSAKA et C. KNOWLEN, « Influence of injector-to-annulus area ratio on rotating detonation engine operability, » *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum*, 2019, p. 4038.
- [120] L. PENG, D. WANG, X. WU, H. MA et C. YANG, « Ignition experiment with automotive spark on rotating detonation engine, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 40, n° 26, p. 8465-8474, 2015.
- [121] E. BACH, P. STATHOPOULOS, C. O. PASCHEREIT et M. D. BOHON, « Performance analysis of a rotating detonation combustor based on stagnation pressure measurements, » *Combustion and Flame*, t. 217, p. 21-36, 2020.
- [122] W. LIN, J. ZHOU, S. LIU et Z. LIN, « An experimental study on CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> continuously rotating detonation wave in a hollow combustion chamber, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 62, p. 122-130, 2015.
- [123] D. P. STECHMANN, « Experimental study of high-pressure rotating detonation combustion in rocket environments, » thèse de doct., Purdue University, 2017.
- [124] F. A. BYKOVSKII et E. F. VEDERNIKOV, « Continuous detonation of a subsonic flow of a propellant, » *Combustion, Explosion and Shock Waves*, t. 39, p. 323-334, 2003.
- [125] Z. XIA, H. MA, G. GE et C. ZHOU, « Effects of ignition condition on the initiation characteristics of rotating detonation wave in plane-radial structure, » *Acta Astronautica*, t. 175, p. 79-89, 2020.
- [126] J. KINDRACKI, P. WOLAŃSKI et Z. GUT, « Experimental research on the rotating detonation in gaseous fuels–oxygen mixtures, » *Shock waves*, t. 21, p. 75-84, 2011.
- [127] R. B. WANG et al., « Characterization of an Optically Accessible RP/GOx Rotating Detonation Engine, » *AIAA SciTech Forum and Exposition*, 2024.
- [128] T. NODA et al., « Impact of mixture mass flux on hydrodynamic blockage ratio and Mach number of rotating detonation combustor, » *Acta Astronautica*, t. 207, p. 219-226, 2023.
- [129] B. R. BIGLER, J. R. BURR, J. W. BENNEWITZ, S. DANCZYK et W. A. HARGUS, « Performance effects of mode transitions in a rotating detonation rocket engine, » *AIAA propulsion and energy 2020 forum*, 2020, p. 3852.
- [130] B. A. RANKIN, D. R. RICHARDSON, A. W. CASWELL, A. G. NAPLES, J. L. HOKE et F. R. SCHAUER, « Chemiluminescence imaging of an optically accessible non-premixed rotating detonation engine, » *Combustion and Flame*, t. 176, p. 12-22, 2017.

- [131] F. CHACON, A. FELEO et M. GAMBA, « Secondary waves dynamics and their impact on detonation structure in rotating detonation combustors, » *Shock Waves*, t. 31, n° 7, p. 675-702, 2021.
- [132] J. W. BENNEWITZ, B. R. BIGLER, W. A. HARGUS, S. A. DANCZYK et R. D. SMITH, « Characterization of detonation wave propagation in a rotating detonation rocket engine using direct high-speed imaging, » *2018 Joint Propulsion Conference*, 2018, p. 4688.
- [133] F. CHACON et M. GAMBA, « Detonation wave dynamics in a rotating detonation engine, » *AIAA scitech 2019 forum*, 2019, p. 0198.
- [134] M. D. BOHON, A. ORCHINI, R. BLÜMNER, C. O. PASCHEREIT et E. J. GUTMARK, « Dynamic mode decomposition analysis of rotating detonation waves, » *Shock Waves*, t. 31, n° 7, p. 637-649, 2021.
- [135] V. ANAND, A. S. GEORGE, R. DRISCOLL et E. GUTMARK, « Characterization of instabilities in a rotating detonation combustor, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 40, n° 46, p. 16 649-16 659, 2015.
- [136] S. HANSMETZGER, « Etude des modes de rotation continue d'une détonation dans une chambre annulaire de section constante ou croissante, » thèse de doct., ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique-Poitiers, 2018.
- [137] V. ANAND, A. S. GEORGE, R. DRISCOLL et E. GUTMARK, « Longitudinal pulsed detonation instability in a rotating detonation combustor, » *Experimental Thermal and Fluid Science*, t. 77, p. 212-225, 2016.
- [138] R. BLÜMNER, E. J. GUTMARK, C. O. PASCHEREIT et M. D. BOHON, « Stabilization mechanisms of longitudinal pulsations in rotating detonation combustors, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 38, n° 3, p. 3797-3806, 2021.
- [139] H. WEN et B. WANG, « Experimental study of perforated-wall rotating detonation combustors, » *Combustion and Flame*, t. 213, p. 52-62, 2020.
- [140] P. WOLAŃSKI, « Rotating detonation wave stability, » *23rd international colloquium on the dynamics of explosions and reactive systems*, 2011, p. 1-6.
- [141] C. KNOWLEN, T. MUNDT et M. KUROSAKA, « Experimental results for 25-mm and 51-mm rotating detonation rocket engine combustors, » *Shock Waves*, t. 33, n° 3, p. 237-252, 2023.
- [142] A. P. NAIR et al., « Methane-oxygen rotating detonation exhaust thermodynamics with variable mixing, equivalence ratio, and mass flux, » *Aerospace Science and Technology*, t. 113, p. 106 683, 2021.

- [143] J. JODELE, V. ANAND, A. ZAHN, N. CHILES et E. GUTMARK, « Quantification of rotating detonations using OH\* chemiluminescence at varied widths, » *AIAA Journal*, t. 59, n° 7, p. 2457-2466, 2021.
- [144] V. ATHMANATHAN et al., « On the effects of reactant stratification and wall curvature in non-premixed rotating detonation combustors, » *Combustion and Flame*, t. 240, p. 112013, 2022.
- [145] Y. EUDE, « Développement d'un outil de simulation numérique des écoulements réactifs sur maillage auto-adaptatif et son application à un moteur à détonation continue, » thèse de doct., Université d'Orléans, 2011.
- [146] T. GAILLARD, D. DAVIDENKO et F. DUPOIRIEUX, « Numerical simulation of a rotating detonation with a realistic injector designed for separate supply of gaseous hydrogen and oxygen, » *Acta Astronautica*, t. 141, p. 64-78, 2017.
- [147] P. STREMPFL, O. DOUNIA, D. LAERA et T. POINSOT, « Effects of mixing assumptions and models for LES of Hydrogen-fueled Rotating Detonation Engines, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 62, p. 1-16, 2024.
- [148] P. A. COCKS, A. T. HOLLEY, C. B. GREENE et M. HAAS, « Development of a high fidelity RDE simulation capability, » *53rd AIAA Aerospace sciences meeting*, 2015, p. 1823.
- [149] J. A. NICHOLLS, R. E. CULLEN et al., « The feasibility of a rotating detonation wave rocket motor, » *Univ. of Michigan, TR-RPL-TDR-64-113, Ann Arbor, MI*, 1964.
- [150] B. D. EDWARDS, « Maintained detonation waves in an annular channel : a hypothesis which provides the link between classical acoustic combustion instability and detonation waves, » *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, t. 16, 1977, p. 1611-1618.
- [151] T. GAILLARD, D. DAVIDENKO et F. DUPOIRIEUX, « Numerical optimisation in non reacting conditions of the injector geometry for a continuous detonation wave rocket engine, » *Acta Astronautica*, t. 111, p. 334-344, 2015.
- [152] B. R. BIGLER, J. W. BENNEWITZ, S. A. SCHUMAKER, S. A. DANCZYK et W. A. HARGUS, « Injector alignment study for variable mixing in rotating detonation rocket engines, » *AIAA Scitech 2019 Forum*, 2019, p. 2019.
- [153] K. GOTO et al., « Propulsive performance and heating environment of rotating detonation engine with various nozzles, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 35, n° 1, p. 213-223, 2019.

- [154] K. GOTO et al., « Experimental performance validation of a rotating detonation engine toward a flight demonstration, » *AIAA Scitech 2019 Forum*, 2019, p. 1501.
- [155] S. NAKAGAMI et al., « Experimental visualization of the structure of rotating detonation waves in a disk-shaped combustor, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 33, n° 1, p. 80-88, 2017.
- [156] Z. M. AYERS et al., « Simultaneous 100-kHz acetone planar laser-induced fluorescence and OH\* chemiluminescence in a linear non-premixed detonation channel, » *Combustion and Flame*, t. 244, p. 112-209, 2022.
- [157] B. VOITSEKHOVSKII, « Maintained detonations, » *Soviet Physics Doklady*, t. 4, 1960, p. 1207.
- [158] I. Q. ANDRUS, M. D. POLANKA, P. I. KING, F. R. SCHAUER et J. L. HOKE, « Experimentation of premixed rotating detonation engine using variable slot feed plenum, » *J. Prop. Power*, t. 33, n° 6, p. 1448-1458, 2017.
- [159] Z. M. AYERS, V. ATHMANATHAN, T. R. MEYER et D. E. PAXSON, « Variably premixed rotating detonation engine for evaluation of detonation cycle dynamics, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 39, n° 3, p. 351-364, 2023.
- [160] J. SHANK, P. KING, J. KARNESKY, F. SCHAUER et J. HOKE, « Development and testing of a modular rotating detonation engine, » *50th AIAA aerospace sciences meeting including the new horizons forum and aerospace exposition*, 2012, p. 120.
- [161] M. L. FOTIA, F. SCHAUER, T. KAEMMING et J. HOKE, « Experimental study of the performance of a rotating detonation engine with nozzle, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 32, n° 3, p. 674-681, 2016.
- [162] J. SOSA, K. A. AHMED, R. FIEVISOHN, J. HOKE, T. OMBRELLO et F. SCHAUER, « Supersonic driven detonation dynamics for rotating detonation engines, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 44, n° 14, p. 7596-7606, 2019.
- [163] A. C. ST. GEORGE, R. B. DRISCOLL, V. ANAND, D. E. MUNDAY et E. J. GUTMARK, « Fuel blending as a means to achieve initiation in a rotating detonation engine, » *53rd AIAA aerospace sciences meeting*, 2015, p. 0633.
- [164] R. BURKE, T. REZZAG, I. DUNN, W. FLORES et K. AHMED, « The effect of premixed stratification on the wave dynamics of a rotating detonation combustor, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 46, n° 54, p. 27 816-27 826, 2021.
- [165] S. XU et al., « Experimental investigation on combustion efficiency of a partially premixed kerosene-air rotating detonation combustor, » *Fuel*, t. 329, p. 125 418, 2022.



- [166] F. A. e. BYKOVSKII, A. A. VASIL'EV, E. F. VEDERNIKOV et V. V. MITROFANOV, « Explosive combustion of a gas mixture in radial annular chambers, » *Combustion, Explosion and Shock Waves*, t. 30, n° 4, p. 510-516, 1994.
- [167] K. BELL, D. SCHWER et A. K. AGRAWAL, « Profiling cross-sectional area of a radial rotating detonation combustor to increase pressure gain, » *Aerospace Science and Technology*, t. 133, p. 108 096, 2023.
- [168] K. BELL et A. K. AGRAWAL, « Numerical Optimization of a Reacting Radial Rotating Detonation Engine using Cross-Sectional Area Profiling, » *AIAA SCITECH 2024 Forum*, 2024, p. 2432.
- [169] J. Z. MA, W. BAO et J.-p. WANG, « Experimental research of the performance and pressure gain in continuous detonation engines with aerospike nozzles, » *Aerospace Science and Technology*, t. 140, p. 108 464, 2023.
- [170] H. MENG et al., « Air-breathing rotating detonation fueled by liquid kerosene in cavity-based annular combustor, » *Aerospace Science and Technology*, t. 122, p. 107 407, 2022.
- [171] W. FENG et al., « Effects of cavity length on operating characteristics of a ramjet rotating detonation engine fueled by liquid kerosene, » *Fuel*, t. 332, p. 126 129, 2023.
- [172] S. HANSMETZGER, R. ZITOUN et P. VIDAL, « A study of continuous rotation modes of detonation in an annular chamber with constant or increasing section, » *Shock Waves*, t. 28, p. 1065-1078, 2018.
- [173] K. MOOSMANN, « Impact of Tapered Combustion Channels on the Operation of a Rotating Detonation Engine, » University of Dayton, rapp. tech., 2022.
- [174] S. SAWADA, A. KAWASAKI, K. MATSUOKA, J. KASAHARA, A. MATSUO et I. FUNAKI, « Experimental measurement of torque and force on a rotating detonation engine with six-axis force sensor, » *AIAA Scitech 2021 Forum*, 2021, p. 0295.
- [175] I. V. WALTERS, R. M. GEJJI, S. D. HEISTER et C. D. SLABAUGH, « Flow and performance analysis of a natural gas-air rotating detonation engine with high-speed velocimetry, » *Combustion and Flame*, t. 232, p. 111 549, 2021.
- [176] D. SCHWER et K. KAILASANATH, « Modeling exhaust effects in rotating detonation engines, » *48th AIAA/ASME/SAE/ASEE joint propulsion conference & exhibit*, 2012, p. 3943.
- [177] C. M. BROPHY et J. CODONI, « Experimental performance characterization of an RDE using Equivalent Available Pressure, » *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum*, 2019, p. 4212.

- [178] J. ZHOU et al., « Investigation of pressure gain characteristics for kerosene-hot air RDE, » *Combustion and Flame*, t. 247, p. 112-1503, 2023.
- [179] E. BACH, C. O. PASCHEREIT, P. STATHOPOULOS et M. D. BOHON, « An empirical model for stagnation pressure gain in rotating detonation combustors, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 38, n° 3, p. 3807-3814, 2021.
- [180] S. ZHOU, H. MA, S. LI, D. LIU, Y. YAN et C. ZHOU, « Effects of a turbine guide vane on hydrogen-air rotating detonation wave propagation characteristics, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 42, n° 31, p. 20 297-20 305, 2017.
- [181] X. SHAO et al., « Numerical study on the interaction between rotating detonation wave and turbine stator blades with multicomponent mixtures, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 49, p. 1436-1445, 2024.
- [182] M. FOTIA, T. A. KAEMMING, J. HOKE et F. SCHAUER, « Study of the experimental performance of a rotating detonation engine with nozzled exhaust flow, » *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2015, p. 0631.
- [183] D. P. STECHMANN, S. D. HEISTER et A. J. HARROUN, « Rotating detonation engine performance model for rocket applications, » *Journal of Spacecraft and Rockets*, t. 56, n° 3, p. 887-898, 2019.
- [184] N. JOURDAINE, N. TSUBOI, K. OZAWA, T. KOJIMA et A. K. HAYASHI, « Three-dimensional numerical thrust performance analysis of hydrogen fuel mixture rotating detonation engine with aerospike nozzle, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 37, n° 3, p. 3443-3451, 2019.
- [185] G. ANGELINO, « Approximate method for plug nozzle design, » *AIAA Journal*, t. 2, n° 10, p. 1834-1835, 1964.
- [186] Y. ZHU et al., « Study on the performance of a rotating detonation chamber with different aerospike nozzles, » *Aerospace Science and Technology*, t. 107, p. 106 338, 2020.
- [187] X.-Y. LIU, M. CHENG, Y.-Z. ZHANG et J.-P. WANG, « Design and optimization of aerospike nozzle for rotating detonation engine, » *Aerospace Science and Technology*, t. 120, p. 107 300, 2022.
- [188] D. DAVIDENKO, I. GÖKALP et A. KUDRYAVTSEV, « Numerical study of the continuous detonation wave rocket engine, » *15th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, 2008, p. 2680.
- [189] V. MANZHALEI, V. MITROFANOV et V. SUBBOTIN, « Measurement of inhomogeneities of a detonation front in gas mixtures at elevated pressures, » *Combustion, Explosion and Shock Waves*, t. 10, n° 1, p. 89-95, 1974.

- [190] D. DESBORDES, « Aspects stationnaires et transitoires de la détonation dans les gaz : relation avec la structure cellulaire du front, » thèse de doct., Poitiers, 1990.
- [191] M. AMINALLAH, J. BROSSARD et A. VASILIEV, « Cylindrical detonations in methane-oxygen-nitrogen mixtures, » *Progress in Astronautics and Aeronautics*, t. 153, p. 203-203, 1993.
- [192] D. G. GOODWIN, H. K. MOFFAT, I. SCHOEGL, R. L. SPETH et B. W. WEBER, *Cantera : An Object-oriented Software Toolkit for Chemical Kinetics, Thermodynamics, and Transport Processes*, <https://www.cantera.org>, Version 3.0.0, 2023. DOI : [10.5281/zenodo.8137090](https://doi.org/10.5281/zenodo.8137090).
- [193] G. CANTEINS, « Etude de la détonation continue rotative-Application à la propulsion, » thèse de doct., Université de Poitiers, 2006.
- [194] W. MAYER, A. SCHIK, M. SCHAF FLER et H. TAMURA, « Injection and mixing processes in high-pressure liquid oxygen/gaseous hydrogen rocket combustors, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 16, n° 5, p. 823-828, 2000.
- [195] A. GAYDON, *The spectroscopy of flames*. springer science & business media, 2012.
- [196] J. LUX et O. HAIDN, « Flame stabilization in high-pressure liquid oxygen/methane rocket engine combustion, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 25, n° 1, p. 15-23, 2009.
- [197] N. FDIDA, L. VINGERT, Y. MAURIOT, L.-H. DOREY et M. THÉRON, « Comparison of LOX/Methane and LOX/Hydrogen cryogenic spray combustion with simultaneous optical diagnostics, » *EUCASS 2019*, 2019, p. 1-10.
- [198] W. SUTHERLAND, « The viscosity of gases and molecular force, » *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, t. 36, n° 223, p. 507-531, 1893.
- [199] C. R. WILKE, « A viscosity equation for gas mixtures, » *The journal of chemical physics*, t. 18, n° 4, p. 517-519, 1950.
- [200] L. F. RICHARDSON, *Weather prediction by numerical process*. University Press, 1922.
- [201] A. KOLMOGOROV, « The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds, » *Numbers. In Dokl. Akad. Nauk SSSR*, t. 30, p. 301, 1941.
- [202] F. GRANGER, « Modélisation de l'atomisation primaire d'oxygène liquide dans les flammes diphasiques des moteurs fusées à ergols liquides, » thèse de doct., Toulouse, ISAE, 2023.

- [203] G. L. BROWN et A. ROSHKO, « On density effects and large structure in turbulent mixing layers, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 64, n° 4, p. 775-816, 1974.
- [204] J. BOUSSINESQ, *Essai sur la théorie des eaux courantes*. Imprimerie nationale, 1877.
- [205] J. SMAGORINSKY, « General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment, » *Monthly weather review*, t. 91, n° 3, p. 99-164, 1963.
- [206] J. W. DEARDORFF, « A numerical study of three-dimensional turbulent channel flow at large Reynolds numbers, » *Journal of Fluid Mechanics*, t. 41, n° 2, p. 453-480, 1970.
- [207] P. MOIN et J. KIM, « Numerical investigation of turbulent channel flow, » *Journal of fluid mechanics*, t. 118, p. 341-377, 1982.
- [208] T. GAILLARD, « Étude numérique du fonctionnement d'un moteur à détonation rotative, » thèse de doct., Université Paris Saclay (COmUE), 2017.
- [209] S. M. FROLOV, V. S. AKSENOV, V. S. IVANOV, S. N. MEDVEDEV et I. O. SHAMSHIN, « Flow structure in rotating detonation engine with separate supply of fuel and oxidizer : Experiment and CFD, » *Detonation control for propulsion : Pulse detonation and rotating detonation engines*, p. 39-59, 2018.
- [210] P. A. COCKS, A. T. HOLLEY et B. A. RANKIN, « High fidelity simulations of a non-premixed rotating detonation engine, » *54th AIAA aerospace sciences meeting*, 2016, p. 0125.
- [211] P. C. NASSINI, A. ANDREINI et M. D. BOHON, « Characterization of refill region and mixing state immediately ahead of a hydrogen-air rotating detonation using LES, » *Combustion and Flame*, t. 258, p. 113 050, 2023.
- [212] S. PRAKASH, V. RAMAN, C. F. LIETZ, W. A. HARGUS JR et S. A. SCHUMAKER, « Numerical simulation of a methane-oxygen rotating detonation rocket engine, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 38, n° 3, p. 3777-3786, 2021.
- [213] C. LIETZ, Y. DESAI, W. A. HARGUS et V. SANKARAN, « Parametric investigation of rotating detonation rocket engines using large eddy simulations, » *AIAA Propulsion and Energy 2019 Forum*, 2019, p. 4129.
- [214] G. VIGNAT, D. BROUZET, M. BONANNI et M. IHME, « Analysis of weak secondary waves in a rotating detonation engine using large-eddy simulation and wavenumber-domain filtering, » *Combustion and Flame*, t. 263, p. 113 387, 2024.
- [215] N. LETERRIER, « Discrétisation spatiale en maillage non-structuré de type général, » thèse de doct., Paris 6, 2003.

- [216] F. HAIDER, « Discrétisation en maillage non structuré général et applications LES, » thèse de doct., Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2009.
- [217] E. F. TORO, M. SPRUCE et W. SPEARES, « Restoration of the contact surface in the HLL-Riemann solver, » *Shock waves*, t. 4, p. 25-34, 1994.
- [218] C. LE TOUZE, A. MURRONE et H. GUILLARD, « Multislope MUSCL method for general unstructured meshes, » *Journal of Computational Physics*, t. 284, p. 389-418, 2015.
- [219] B. VAN LEER, « Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov's method, » *Journal of computational Physics*, t. 32, n° 1, p. 101-136, 1979.
- [220] Y. SAAD et M. H. SCHULTZ, « GMRES : A generalized minimal residual algorithm for solving nonsymmetric linear systems, » *SIAM Journal on scientific and statistical computing*, t. 7, n° 3, p. 856-869, 1986.
- [221] X. ZHONG, « Additive semi-implicit Runge–Kutta methods for computing high-speed nonequilibrium reactive flows, » *Journal of Computational Physics*, t. 128, n° 1, p. 19-31, 1996.
- [222] E. S. ORAN, J. W. WEBER JR, E. I. STEFANIW, M. H. LEFEBVRE et J. D. ANDERSON JR, « A numerical study of a two-dimensional H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub>-Ar detonation using a detailed chemical reaction model, » *Combustion and Flame*, t. 113, n° 1-2, p. 147-163, 1998.
- [223] S. TAILEB, J. MELGUIZO-GAVILANES et A. CHINNAYYA, « Influence of the chemical modeling on the quenching limits of gaseous detonation waves confined by an inert layer, » *Combustion and Flame*, t. 218, p. 247-259, 2020.
- [224] S. BROWNE, J. ZIEGLER, N. BITTER, B. SCHMIDT, J. LAWSON et J. SHEPHERD, « SDToolbox : Numerical tools for shock and detonation wave modeling, » California Institute of Technology, rapp. tech. FM2018, 2018.
- [225] D. DAVIDENKO, I. GÖKALP, E. DUFOUR et P. MAGRE, « Numerical simulation of hydrogen supersonic combustion and validation of computational approach, » *12th AIAA international space planes and hypersonic systems and technologies*, 2003, p. 7033.
- [226] C. LAURENT, « Low-order modeling and high-fidelity simulations for the prediction of combustion instabilities in liquid rocket engines and gas turbines, » thèse de doct., Toulouse, INPT, 2020.
- [227] D. DAVIDENKO et T. GAILLARD, *Injecteur de fluides*, France Patent WO2022079368, Octobre 2020.

- [228] Y. EUDE, D. DAVIDENKO, F. FALEMPIN et I. GÖKALP, « Use of the adaptive mesh refinement for 3D simulations of a CDWRE (continuous detonation wave rocket engine), » *17th AIAA international space planes and hypersonic systems and technologies conference*, 2011, p. 2236.
- [229] M. ZHAO et H. ZHANG, « Large eddy simulation of non-reacting flow and mixing fields in a rotating detonation engine, » *Fuel*, t. 280, p. 118 534, 2020.
- [230] I. CELIK, Z. CEHRELI et I. YAVUZ, « Index of resolution quality for large eddy simulations, » *Journal of fluids engineering*, t. 127, n° 5, p. 949-958, 2005.
- [231] J. P. BORIS, F. F. GRINSTEIN, E. S. ORAN et R. L. KOLBE, « New insights into large eddy simulation, » *Fluid dynamics research*, t. 10, n° 4-6, p. 199, 1992.
- [232] L. DAVIDSON, « Large eddy simulations : how to evaluate resolution, » *International Journal of Heat and Fluid Flow*, t. 30, n° 5, p. 1016-1025, 2009.
- [233] D. P. STECHMANN, S. SARDESHMUKH, S. D. HEISTER et K. MIKOSHIBA, « Role of ignition delay in rotating detonation engine performance and operability, » *Journal of Propulsion and Power*, t. 35, n° 1, p. 125-140, 2019.
- [234] T. GAILLARD, D. DAVIDENKO et F. DUPOIRIEUX, « Numerical investigation of an unsteady injection adapted to the continuous detonation wave rocket engine operation, » *Progress in propulsion physics*, t. 11, p. 347-370, 2019.
- [235] P. HELLARD, T. GAILLARD et D. DAVIDENKO, « Evaluation of a computational strategy to model transitory injection in rotating detonation combustors, » *Frontiers in Aerospace Engineering*, t. 2, p. 1 127 671, 2023.
- [236] J. W. BENNEWITZ, B. R. BIGLER, J. J. PILGRAM et W. A. HARGUS JR, « Modal transitions in rotating detonation rocket engines, » *International Journal of Energetic Materials and Chemical Propulsion*, t. 18, n° 2, 2019.
- [237] D. MEJIA, L. SELLE, R. BAZILE et T. POINSOT, « Wall-temperature effects on flame response to acoustic oscillations, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 35, n° 3, p. 3201-3208, 2015.
- [238] R. STREHLOW, R. LIAUGMINAS, R. WATSON et J. EYMAN, « Transverse wave structure in detonations, » *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, t. 11, 1967, p. 683-692.
- [239] Y. N. DENISOV, « Structure of gaseous detonation in tubes, » *Z. Tekh. Fiz.*, t. 450, 1960.
- [240] R. ZITOUN, D. DESBORDES, C. GUERRAUD et B. DESHAIES, « Direct initiation of detonation in cryogenic gaseous H<sub>2</sub>-O<sub>2</sub> mixtures, » *Shock Waves*, t. 4, n° 6, p. 331-337, 1995.

- [241] F. BARWELL, E. BOWEN, J. BOWEN et V. WESTCOTT, « The use of temper colors in ferrography, » *Wear*, t. 44, n° 1, p. 163-171, 1977.
- [242] D. DAVIDENKO et T. GAILLARD, « Injector Design Methodology Based on Computational Analysis of a Single Injection Element, » *Recent progress in detonation for propulsion*, 2019, p. 13-15.
- [243] F. A. BYKOVSKII, S. A. ZHDAN et E. F. VEDERNIKOV, « Continuous spin detonation of hydrogen-oxygen mixtures. 1. Annular cylindrical combustors, » *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, t. 44, p. 150-162, 2008.
- [244] J. SOSA et al., « Experimental evidence of H<sub>2</sub>/O<sub>2</sub> propellants powered rotating detonation waves, » *Combustion and Flame*, t. 214, p. 136-138, 2020.
- [245] W. ARMBRUSTER et al., « Experimental Investigation of a Small-Scale Oxygen-Hydrogen Rotating Detonation Rocket Combustor, » *AIAA SCITECH 2024 Forum*, 2024, p. 2612.
- [246] K. GOTO et al., « Investigation into the effective injector area of a rotating detonation engine with impact of backflow, » *Shock Waves*, t. 31, n° 7, p. 753-762, 2021.
- [247] Y. ZHANG, Z. SHENG, G. RONG, D. SHEN, K. WU et J. WANG, « Experimental research on the performance of hollow and annular rotating detonation engines with nozzles, » *Applied Thermal Engineering*, t. 218, p. 119-139, 2023.
- [248] J. W. BENNEWITZ et al., « Experimental validation of rotating detonation for rocket propulsion, » *Scientific Reports*, t. 13, n° 1, p. 14204, 2023.
- [249] Q. MICHALSKI, R. ALIAKBARI, N. MASON-SMITH, N. PAULL, M. WENZEL et A. PUDSEY, « Structure of rotating detonation in mixtures of natural gas and oxygen, » *Combustion and Flame*, t. 260, p. 113-125, 2024.
- [250] H. ZHANG, W. LIU et S. LIU, « Effects of inner cylinder length on H<sub>2</sub>/air rotating detonation, » *International Journal of Hydrogen Energy*, t. 41, n° 30, p. 13281-13293, 2016.
- [251] P. HELLARD, T. GAILLARD, D. DAVIDENKO, R. ZITOUNE et P. VIDAL, « Numerical investigation of the effects of friction and heat transfer on a non-premixed Rotating Detonation Combustor operation, » *European Combustion Meeting (ECM2023)*, 2023.
- [252] T. KATHROTIA, « Reaction kinetics modeling of OH\*, CH\*, and C<sub>2</sub>\* chemiluminescence, » thèse de doct., Ruprecht-Karls-Universität, Heidelberg, 2011.



- [253] G. PACZKO, P. M. LEFDAL et N. PETERS, « Reduced reaction schemes for methane, methanol and propane flames, » *Symposium (International) on Combustion*, Elsevier, t. 21, 1988, 739-748.
- [254] V. N. NORI et J. M. SEITZMAN, « CH\* chemiluminescence modeling for combustion diagnostics, » *Proceedings of the Combustion Institute*, t. 32, n° 1, 895-903, 2009.
- [255] P. NASSINI, « High-fidelity numerical investigations of a hydrogen rotating detonation combustor, » thèse de doct., University of Florence, 2022.
- [256] H. YAMASHITA, M. SHIMADA et T. TAKENO, « A numerical study on flame stability at the transition point of jet diffusion flames, » *Symposium (international) on combustion*, Elsevier, t. 26, 1996, p. 27-34.
- [257] P. DOMINGO, L. VERVISCH et K. BRAY, « Partially premixed flamelets in LES of nonpremixed turbulent combustion, » *Combustion Theory and Modelling*, t. 6, n° 4, p. 529, 2002.
- [258] B. FIORINA, O. GICQUEL, L. VERVISCH, S. CARPENTIER et N. DARABIHA, « Approximating the chemical structure of partially premixed and diffusion counterflow flames using FPI flamelet tabulation, » *Combustion and flame*, t. 140, n° 3, p. 147-160, 2005.
- [259] E. KNUDSEN et H. PITSCH, « A general flamelet transformation useful for distinguishing between premixed and non-premixed modes of combustion, » *Combustion and flame*, t. 156, n° 3, p. 678-696, 2009.
- [260] C. S. GOLDENSTEIN, C. A. ALMODÓVAR, J. B. JEFFRIES, R. K. HANSON et C. M. BROPHY, « High-bandwidth scanned-wavelength-modulation spectroscopy sensors for temperature and H<sub>2</sub>O in a rotating detonation engine, » *Measurement Science and Technology*, t. 25, n° 10, p. 105 104, 2014.
- [261] G. P. SUTTON et O. BIBLARZ, *Rocket propulsion elements*. John Wiley & Sons, 2011.
- [262] E. PETERSEN, D. DAVIDSON et R. HANSON, « Kinetics modeling of shock-induced ignition in low-dilution CH<sub>4</sub>/O<sub>2</sub> mixtures at high pressures and intermediate temperatures, » *Combustion and flame*, t. 117, n° 1-2, p. 272-290, 1999.
- [263] V. P. ZHUKOV et A. F. KONG, « A compact reaction mechanism of methane oxidation at high pressures, » *Progress in reaction kinetics and mechanism*, t. 43, n° 1, p. 62-78, 2018.

- [264] <http://web.eng.ucsd.edu/mae/groups/combustion/mechanism.html>, Chemical-kinetic mechanisms for combustion applications, Mechanical and Aerospace Engineering (Combustion Research), University of California at San Diego, 2016.





# Abstract

Since the 1950s, propulsion concepts using oblique, pulsed, or rotating detonation have been studied continuously. In the last two decades, studies have focused mainly on the rotating detonation engine (RDE). The most widely studied chamber geometry is an annular channel between two coaxial cylinders into which fresh gases are continuously injected and consumed by one or more rotating detonations. The use of detonation for combustion in air-breathing and rocket engines could lead to efficiency gains while reducing the weight and size of the engine compared to conventional systems. The reason is the high detonation velocity, which induces a pressure gain in the chamber and shortens the thickness of the reactive gas layer.

The supersonic velocity of detonation fronts requires an extremely short time for propellant mixing, typically between 10 and 100  $\mu\text{s}$ . Separate propellant injection and its periodic perturbations, induced by the detonation passage, lead to inhomogeneities in the fresh mixture, reducing the detonation velocity, and thus, to some extent, the engine thrust performance. Conversely, fully premixed propellants injection is dangerous because of the risk of flashback in the injector, which can damage the engine, and also promotes parasitic deflagration at the contact surface with the hot gases. An optimized injector is therefore an essential element for the operability and reliability of an RDE.

In this study, an injector that partially premixes the propellants before injecting them into the combustion chamber was designed using simulations with the CEDRE code (ONERA, DMPE) for  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  and  $\text{H}_2/\text{O}_2$  mixtures. It was then tested experimentally on the RDE GAP (CNRS, Pprime Institute) test facility. Another injector that does not premix the propellants was also tested for comparison. Several combustion modes and their possible evolution during the test, and the transient ignition phase were studied with back-end and side-view chemiluminescence imaging at high frequency (180 to 230 kHz) and short exposure time (100 to 400 ns), and with high-frequency pressure measurements in the chamber (1 Mhz).

The injector with partial premixing allowed for the first time to obtain detonation fronts with velocities of at least 90% of the theoretical value  $D_{\text{CJ}}$  with an annular RDE and  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  mixtures for several mass flow rates and equivalence ratios. The injector without premixing resulted in velocities of about 60% of  $D_{\text{CJ}}$ . Chemiluminescence imaging highlighted detonation propagation near the injection surface, confirming sufficient premixing at the injector outlet. Several regimes and detonation front velocities were observed depending on the chamber geometry, reminding that chamber internal aerodynamics also plays an important role for stable operation, all other things being equal.

For the  $\text{CH}_4/\text{O}_2$  mixture, 3D simulations of the annular RDE quantitatively reproduced the structure and velocity of the experimentally observed combustion and shock waves. They confirmed the good mixing quality and the small fraction consumed by parasitic deflagrations, explaining the high experimental detonation velocities.

This study demonstrates that the numerical methodology employed is now capable of assisting in the design of injection systems required to achieve high RDE performance while complying with industrial safety and manufacturing constraints.

**Keywords :** Pressure gain combustion, Rotating detonation engine, Partial premixing, Science-Experiments, Large-eddy simulation, Rocket engines, Methane, Hydrogen

