



HAL
open science

Etude des modes de rotation continue d'une détonation dans une chambre annulaire de section constante ou croissante

Sylvain Hansmetzger

► **To cite this version:**

Sylvain Hansmetzger. Etude des modes de rotation continue d'une détonation dans une chambre annulaire de section constante ou croissante. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2018. Français. NNT : 2018ESMA0002 . tel-01834965

HAL Id: tel-01834965

<https://theses.hal.science/tel-01834965>

Submitted on 11 Jul 2018

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.

THESE

Pour l'obtention du grade de
**DOCTEUR DE L'ECOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE**

(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

Ecole Doctorale :
Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Energétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : **Énergétique, Thermique, Combustion**

présentée par :

Sylvain HANSMETZGER

**Étude des modes de rotation continue d'une
détonation dans une chambre annulaire de section
constante ou croissante**

Directeur de thèse : **Pierre VIDAL**
Co-encadrant de thèse : **Ratiba ZITOUN**

Soutenue le 30 mars 2018

devant la Commission d'Examen

JURY

Président :

M. Mourad BOUKHALFA, Professeur INSA-Rouen

Rapporteurs :

M. Thierry SCHULLER, Professeur Université Paul Sabatier - IMFT

M. Francis DUPOIRIEUX, Directeur de recherche ONERA

Membres du jury :

M. Jiro KASAHARA, Professeur Université de Nagoya

M. Dmitry DAVIDENKO, Ingénieur de recherche ONERA/DMPE

M. Marc BELLENOUE, Professeur ISAE-ENSMA - Institut Pprime

M. Pierre VIDAL, Chargé de recherche CNRS - Institut Pprime

Mme. Ratiba ZITOUN, Maître de conférence Université de Poitiers - Institut Pprime

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse Pierre VIDAL et Ratiba ZITOUN de m'avoir guidé et soutenus tout au long de ces trois années de thèse. Leurs conseils judicieux et leurs enseignements avisés m'ont permis de m'améliorer et de repousser mes limites pour atteindre le titre de docteur.

Je remercie les membres de mon jury de thèse, d'avoir accepté de juger mon travail et pour les échanges fructueux que nous avons eu à ma soutenance : le président de la séance Mr. Mourad BOUKHALFA directeur de recherche à l'INSA de Rouen, les rapporteurs Mr. Thierry SCHULLER professeur à l'université Paul Sabatier et Mr. Francis DUPOIRIEUX directeur de recherche à l'ONERA ainsi que les examinateurs Mr. Jiro KASAHARA professeur à l'université de Nagoya, Mr. Dmitry DAVIDENKO ingénieur de recherche à l'ONERA et Mr. Marc BELLENOUE professeur à l'ISAE-ENSMA.

Je remercie également Mr. Bruno LE NAOUR (MBDA-France) d'être venu assister à ma présentation.

Je remercie les sociétés SAFRAN TECH et MBDA France ainsi que l'ANR du le financement de la chaire industrielle CAPA dans lequel s'intègre ma thèse.

Mes remerciements s'adressent également aux membres et personnels de l'institut Pprime avec qui j'ai travaillé tout le long de ma thèse : Jacques BAILLARGEAT, Jocelyne BARDEAU, Marc BELLENOUE, Bastien BOUST, Benoit CARME, Ashwin CHINNAYYA, Alain CLAVIERIE, Alain DESTOR, Hervé DOREAU, Marie Cannelle EYSSERIC, Julien FATOUX, Jean-Christophe FRAUDEAU, Geoffrey JARSALE, Cyprien JOURDAIN, Catherine LAVALLADE, Franck MERCIER, Vincent MONTASSIER, Nicolas PAPIN, Laurick PROUTEAU, Barbara PROVENZANO, Maxime REYNAUD, Jean-Carl ROUSSEAU et Said TAILLEB. Je les remercie de leur aide que ce soit sur l'aspect technique ou administratif de cette thèse ainsi que de leurs conseils avisés.

Je remercie également Emmanuel KUEHN pour son travail sur les modèles simplifiés de la détonation rotative lors de son projet de fin d'étude qui m'ont servi de base pour le développement de l'aspect numérique de cette thèse.

Ma gratitude s'exprime aussi envers tous mes proches qui m'ont soutenus et supportés pendant ces trois années, et tout en particulier pendant les derniers mois de ma thèse, qui ont bien sûr été intenses avec la rédaction du manuscrit et la préparation de la soutenance.

Tout d'abord, je remercie mes amis qui m'ont soutenu et supporté pendant ces trois années de thèse et en particulier vers la fin : Anaïs CARDOT, Camille MERCADE, Cédric SAN-FOURCHE et Anh Toan BUI LONG.

Je ne saurais jamais assez remercier la femme de ma vie, mon âme sœur, muse et fiancée Caroline ROLAND pour avoir cru en moi et sans qui cette aventure n'aurait pas été la même. Elle a toujours été là pour me réconforter et me soutenir dans les moments difficiles et je l'en remercie encore du fond du cœur.

J'exprime également toute ma gratitude envers ma famille qui m'a toujours encouragé dans mes choix et qui m'a fait l'immense honneur de venir assister à ma soutenance : mes parents Didier et Agnès, ma petite sœur Aude ainsi que ma future belle-famille Michel et Valérie ROLAND.

Résumé

Notre étude vise à améliorer la compréhension des modes de rotation continue d'une détonation. Elle porte sur leur caractérisation dans une chambre annulaire de section, normale à son axe de révolution, constante ou linéairement croissante. Le principe de fonctionnement repose sur l'injection continue de gaz frais devant le front de détonation pour renouveler la couche réactive et entretenir sa propagation. Ce travail trouve son application dans le développement de systèmes propulsifs utilisant la détonation rotative comme mode de combustion (Rotating Detonation Engine, RDE). Nous avons conçu et réalisé un banc expérimental dont l'élément principal est une chambre annulaire de diamètre intérieur 50 mm, de longueur 90 mm et d'épaisseur 5 ou 10 mm. Elle peut être équipée de noyaux cylindrique ou conique, de longueurs comprises entre 12 mm et 90 mm et, pour les cônes, de demi-angles au sommet compris entre 0° et 14.6° . Elle est alimentée par des injections séparées de carburant, l'éthylène, et d'oxydant, formé ici par un mélange d'oxygène et d'azote. Plusieurs concentrations d'azote ont été considérées de manière à étudier plusieurs détonabilités de mélange. La caractérisation des régimes de détonation, de leurs célérités et de leurs pressions, est fondée sur l'analyse de signaux de capteurs de pression dynamiques et sur des visualisations par caméras ultrarapides. Nos résultats expérimentaux détaillent la phase d'amorçage, les modes de combustion et leur stabilité. L'étude paramétrique, réalisée pour plusieurs détonabilités, débits massiques et géométries internes de la chambre, met en évidence que, si les deux premiers paramètres n'ont pas d'effet notable sur les célérités et les pressions des modes de détonation, la géométrie interne de la chambre joue, elle, un rôle majeur dans l'amélioration de ces caractéristiques, en particulier la diminution de la longueur du noyau et l'augmentation de sa conicité (de son demi-angle au sommet). Nous avons réalisé une étude numérique afin d'expliquer les déficits mesurés de célérité et de pression. Elle met en avant la dégradation des propriétés théoriques de détonation résultant de la dilution et du réchauffement des réactifs par les produits de détonation. Nous proposons également un calcul du rendement thermodynamique qui, à la différence de modélisations antérieures, prend en compte la structure d'une détonation rotative. Nous décrivons aussi un calcul de hauteur de front de détonation pour les modes et géométries de chambre considérés dans cette thèse. Notre étude démontre ainsi l'intérêt de futures recherches sur la géométrie interne des chambres annulaires à détonation rotative et sur la prise en compte des phénomènes à l'origine des pertes d'efficacité.

Mots-clés : Ondes de détonation, Éthylène, Chambre à détonation rotative (RDE), Sections constante et croissante, Déficit de célérité et de pression

Abstract

Our study aims at improving the understanding of how a detonation may continuously rotate. It is focused on rotation modes in an annular chamber with constant or linearly-increasing normal section. The functioning principle is based on the continuous injection of fresh reactive gases so as to regenerate a reactive layer ahead of the detonation front and maintain sufficient conditions for detonation propagation. The main incentive of the work is the development of propulsive devices that use detonation as the combustion mode (Rotating Detonation Engine, RDE). We have designed and built an experimental test bench of which the main part is an annular chamber with inner diameter 50 mm, length 90 mm, and thickness 5 or 10 mm. The chamber can be equipped with cylindrical or conical kernels with lengths ranging between 12 mm and 90 mm and, for the conical kernels, with the apex half-angles ranging between 0° and 14.6° . The fuel is ethylene and the oxidizer is a mixture of oxygen and nitrogen, and they are injected separately in the chamber. We have considered several nitrogen concentrations so as to vary the reactive mixture detonability. The characterizations of the detonation regimes, velocities and pressures are based upon the analyses of signals from pressure transducers and of direct-light visualizations from high-speed cameras. Our experimental results detail the ignition phase, the combustion modes and their stability. We have carried out experiments with several detonabilities, mass-flow rates and kernel geometries. Our main finding is that modifying the kernel geometry, specifically decreasing the kernel length and increasing its conicity (the apex half-angle) significantly improve detonation velocities and pressures, unlike the first two parameters that have much lesser influences, in our conditions. We have conducted a numerical analysis that suggests that dilution and heating of the fresh gases by detonation products explain the measured deficits of pressure and velocity. We have presented a calculation of thermodynamic efficiency which, contrary to former modeling, includes a more realistic structure of rotating detonation. We have proposed a calculation of detonation-front height for the rotation modes and the chamber geometries in this work. Our study thus demonstrates the interest in further research work on inner geometry of rotating-detonation chambers and on phenomena that may be responsible for efficiency losses.

Keywords : Detonation waves, Ethylene, Rotating Detonation Engine (RDE), Constant or linearly-increasing section, Velocity and pressure deficits

Table des matières

Notations	v
Liste des figures	ix
Liste des tableaux	xix
1 Introduction	1
1.1 Contexte	1
1.2 Vue d'ensemble sur la détonation	2
1.3 Propulsion et détonation	3
1.3.1 Moteur à détonation oblique	3
1.3.2 Moteur à détonation pulsée	4
1.3.3 Moteur à détonation rotative	5
1.4 Cadre et objectifs de l'étude	8
1.5 Plan du mémoire	8
2 Description sommaire de la détonation	9
2.1 Lois de bilan	10
2.2 La détonation plane	13
2.2.1 Le front de Chapman-Jouguet	13
2.2.2 Écoulement des produits de détonation : détente de Taylor-Zel'dovich	15
2.2.3 La zone de réaction de Zel'dovich-Von Neumann-Döring	16
2.3 La structure réelle tridimensionnelle de la détonation	19
2.4 Travail de la compression induite par une discontinuité hydrodynamique .	22
2.5 Cycles idéal et réels : les rendements du Rotating Detonation Engine (RDE)	24
2.5.1 Cycles thermodynamiques décrits dans un RDE	24
2.5.2 Calcul des rendements	28
2.6 Calcul de la hauteur du front de détonation	31
2.6.1 Principe du calcul	31
2.6.2 Cas du régime rotatif	32
2.6.3 Cas du régime contrarotatif	35
3 Travaux antérieurs sur la détonation rotative	41
3.1 Travaux expérimentaux	42

3.2	Travaux numériques	64
3.3	Synthèse	70
4	Dispositif expérimental et métrologie	71
4.1	Chambre à détonation rotative	73
4.1.1	Description	73
4.1.2	Injection	76
4.1.3	Dispositif d'allumage	77
4.2	Système d'alimentation en gaz	80
4.2.1	Choix des mélanges gazeux utilisés	80
4.2.2	Circuit d'alimentation du moteur	85
4.2.3	Circuit d'alimentation du système d'allumage	87
4.3	Système de commande	89
4.4	Métrologie	90
4.4.1	Mesure des débits	90
4.4.2	Capteurs de pressions dynamiques	92
4.4.3	Visualisations	94
4.4.4	Mesure de la poussée	95
4.5	Conditions expérimentales	97
5	Résultats et analyse	99
5.1	Caractérisation de la phase d'amorçage	102
5.1.1	Transmission de la détonation d'amorçage	102
5.1.2	Chocs transmis dans la chambre de combustion	103
5.2	Modes de combustion observés	106
5.2.1	Rotatif	106
5.2.2	Contrarotatif	110
5.2.3	Volumique	112
5.3	Stabilité des modes de combustion	114
5.3.1	Transition de régimes	114
5.3.2	Instabilités avec modulation de pression	120
5.3.3	Variation de la célérité de propagation	123
5.4	Caractéristiques des régimes de propagation : étude paramétrique	126
5.4.1	Influence de la détonabilité et du débit massique total du mélange	126
5.4.2	Influence de la géométrie interne de la chambre	130
5.5	Analyse	135
5.5.1	Domaines d'existence	135
5.5.2	Effets de la dilution par les produits de détonation et de la richesse	139
5.6	Synthèse et perspectives	146
6	Conclusion et perspectives	149
A	Schémas de la chambre de RDE	153

B Résultats expérimentaux	157
C Modèle 0D du RDE	161
C.1 Description et hypothèses	161
C.2 Calcul des états thermodynamiques	164
D Polaires de choc oblique et détente de Prandtl-Meyer	167
D.1 Choc oblique	167
D.1.1 Plan θ - δ	167
D.1.2 Plan P- δ	168
D.1.3 Nombre de Mach post-discontinuité	168
D.2 Détente de Prandtl-Meyer	168
Bibliographie	171

Notations

Caractères latins

A	Facteur pré-exponentiel de la loi d'Arrhenius [s^{-1}].
c	Célérité du son [$m.s^{-1}$].
c_p	Capacité calorifique spécifique à pression constante [$J.kg^{-1}.K^{-1}$].
c_v	Capacité calorifique spécifique à volume constant [$J.kg^{-1}.K^{-1}$].
D	Vitesse de propagation du front de détonation [$m.s^{-1}$].
D_{CJ}	Vitesse de propagation du front de détonation Chapmann-Jouguet (CJ) [$m.s^{-1}$].
e	Épaisseur de la chambre annulaire [m].
e_i	Énergie interne spécifique [$J.kg^{-1}$].
e_{min}	Épaisseur minimale de la chambre annulaire [m].
E_a	Énergie d'activation de la réaction globale [$J.mol^{-1}$].
ER	Richesse du mélange.
g	Variable générique.
h_{deto}	Hauteur du front de détonation [m].
h_{contra}	Hauteur du front de détonation pour un régime contrarotatif [m].
h^*	Hauteur critique de la couche de gaz frais en amont du front réactif [m].
h_{rot}	Hauteur du front de détonation pour un régime rotatif [m].
h	Distance depuis le fond de la chambre [m].
L	Longueur totale de la chambre [m].
l	Longueur du noyau central [m].
l_c	Longueur caractéristique d'une onde de détonation ZND [m].
l^*	Distance entre deux fronts successifs [m].
l_{inj}	Longueur d'injection [m].
L_{min}	Longueur minimale de chambre permettant la propagation de détonation [m].
M	Nombre de Mach.
M_n	Nombre de Mach normal à l'onde de choc oblique.
\mathcal{M}	Masse molaire [$kg.mol^{-1}$].
\dot{m}	Débit massique [$kg.s^{-1}$].
\dot{m}_{adim}	Débit massique adimensionné tel que : $\dot{m}_{adim} = \frac{\dot{m}_{tot}}{\rho_{inj} D_{CJ} S_0}$.
\dot{m}_{carb}	Débit massique de carburant [$kg.s^{-1}$].
\dot{m}_{oxy}	Débit massique d'oxygène [$kg.s^{-1}$].

\dot{m}_{tot}	Débit massique total de gaz frais [kg.s ⁻¹].
n	Nombre de fronts de détonation.
P	Pression [Pa].
q	Chaleur spécifique de réaction à volume constant [J.kg ⁻¹].
R	$R = 8.314$ J/K/mol la constante universelle des gaz [J.K ⁻¹ .mol ⁻¹].
S_0	Surface de la chambre au niveau de l'injection [m ²].
S_{carb}	Surface d'injection de carburant [m ²].
S_{ox}	Surface d'injection d'oxydant [m ²].
T	Température [K].
t	Temps [s].
u	Vitesse matérielle [m.s ⁻¹].
\mathbf{u}	Vecteur vitesse matérielle [m.s ⁻¹].
v	Volume massique [m ³ .kg ⁻¹].
V_{inj}	Vitesse d'injection du mélange frais [m.s ⁻¹].
W	Travail thermodynamique [J.kg ⁻¹].
w	Taux de production d'une espèce chimique [s ⁻¹].
\mathbf{w}	Vecteur des termes sources chimiques [s ⁻¹].
X	Rapport de blocage de l'injection derrière un front de détonation, ou fraction molaire.
x	Abscisse longitudinale du modèle Zel'dovich-Von Neumann-Döring (ZND) [m].
Y	Fraction massique.
\mathbf{Y}	Vecteur des fractions massiques.
z	Distance au choc dans le modèle ZND [m].

Caractères grecs

α	Demi angle au sommet des noyaux coniques convergents [°].
β	Dilution molaire en N ₂ de l'oxydant.
Δ	Épaisseur de la surface d'injection d'oxydant [m].
δ	Déviation de l'écoulement derrière l'onde de choc oblique [°], ou épaisseur de la surface d'injection de carburant [m].
η	Rendement thermodynamique.
γ	Coefficient adiabatique du gaz, tel que $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$.
λ	Largeur moyenne des cellules de détonation [m].
μ	Angle des lignes de Mach par rapport à l'écoulement [°].
ν	Fonction de Prandtl-Meyer.
ω	Coordonnée azimutale dans la chambre annulaire [°].
ω_{blo}	Arc entre le front réactif et le point de reprise de l'injection [°].
ω^*	Arc séparant deux fronts successifs [°].
ω_{inj}	Arc entre le point de reprise de l'injection et le front réactif suivant [°].

$\dot{\omega}$	Vitesse angulaire du front de détonation rotatif [rad.s ⁻¹].
Π	Rapport de compression initial d'un RDE.
ψ	Fraction molaire de produit de détonation dans la couche de mélange.
ρ	Masse volumique [kg.m ⁻³].
ρ_{inj}	Masse volumique des gaz à l'injection [kg.m ⁻³].
σ	Vecteur des coefficients de thermicité.
θ	Inclinaison de l'onde de choc oblique [°].
\varnothing_e	Diamètre extérieur de la chambre annulaire [m].
\varnothing_i	Diamètre intérieur de la chambre annulaire [m].
\varnothing_{min}	Diamètre minimal de la chambre annulaire [m].
\varnothing_s	Diamètre au sommet des noyaux coniques convergents [m].

Indices

(.) ₀	Relatif à l'état pré-discontinuité (milieu amont).
(.) ₁	Relatif à l'état post-discontinuité (milieu aval).
(.) _{air}	Relatif à l'air.
(.) _b	Relatif aux gaz brûlés.
(.) _β	Relatif à l'air enrichi avec une fraction β d'azote.
(.) _{CJ}	Relatif à l'état CJ.
(.) _{DC}	Relatif au cycle de déflagration choquée.
(.) _{det}	Relatif à l'état post-manodétendeur.
(.) _f	Relatif aux gaz frais.
(.) _{FC}	Relatif au cycle de Fickett-Jacobs choqué.
(.) _{FJ}	Relatif au cycle de Fickett-Jacobs.
(.) _G	Relatif au schéma cinétique de GriMech.
(.) _K	Relatif au schéma cinétique de Konnov.
(.) _n	Relatif à la direction normale à la surface de la discontinuité.
(.) _{N₂}	Relatif à l'azote.
(.) _{O₂}	Relatif à l'oxygène.
(.) _{total}	Relatif au rendement total du RDE.
(.) _{VN}	Relatif à l'état Von Neumann (VN).

Opérateurs

$d./dt$	Opérateur dérivée matérielle.
$\partial./\partial z$	Opérateur dérivée partielle matérielle.
$div(.)$	Opérateur divergence.
grad (.)	Opérateur gradient.

Abréviations

0D	sans dimension.
2D	bidimensionnel.
3D	tridimensionnel.
ACARE	Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe.
air⁺	air enrichi en oxygène avec une fraction molaire β d'azote.
ANR	Agence Nationale de la Recherche.
C	courbe de Crussard.
CAPT	Conditions Ambiantes de Pression et de Température.
CJ	Chapmann-Jouguet.
H	courbe de Hugoniot.
ODWE	Oblique Detonation Wave Engine.
PDE	Pulse Detonation Engine.
PGC	Pressure-Gain Combustion.
RDE	Rotating Detonation Engine.
RM	droite de Rayleigh-Michelson.
S	solution forte (Strong).
TDD	Transition Déflagration-Détonation.
TZ	Taylor-Zel'dovich.
VN	Von Neumann.
W	solution faible (Weak).
ZND	Zel'dovich-Von Neumann-Döring.

Liste des figures

1.1	Cycles thermodynamiques de Brayton-Joule, Humphrey et Fickett-Jacobs [62].	2
1.2	Fonctionnement d'un moteur à détonation oblique.	4
1.3	Fonctionnement d'un moteur à détonation pulsée.	4
1.4	Récapitulatif des différentes versions de RDE (vues en coupe).	5
1.5	Fonctionnement d'un moteur à détonation rotative.	6
1.6	Modélisations tridimensionnel (3D) d'un front de détonation se propageant dans un RDE axial (gauche) et de la structure de l'écoulement le long de la paroi extérieure (droite) [91].	7
1.7	Exemples de régimes de propagation de la détonation dans un RDE axial.	7
2.1	Droite de Rayleigh-Michelson (droite de Rayleigh-Michelson (RM)) et courbe de Crussard (courbe de Crussard (C)) dans le plan $P-\nu$	15
2.2	Front de détonation ZND ($D = \text{constante} \geq D_{CJ}$) et évolution de la pression P et de la température T derrière celui-ci.	17
2.3	Courbe de Hugoniot (courbe de Hugoniot (H)), droite de Rayleigh-Michelson (RM) et courbe de Crussard (C) dans le plan $P-\nu$	18
2.4	(a) Visualisation frontale par caméra rapide de la structure tridimensionnelle de la détonation par un film d'aluminium éclairé [87]; (b) Représentation bidimensionnelle de la structure cellulaire d'un front de détonation [34].	19
2.5	λ en fonction de la richesse ER pour un mélange d'éthylène et d'air [58].	20
2.6	Travail d'une détonation CJ en fonction de la richesse ER pour un mélange stœchiométrique d'éthylène, d'oxygène et d'azote aux Conditions Ambiantes de Pression et de Température (CAPT), pour différentes fractions molaires d'azote β dans l'oxydant.	23
2.7	Cycles thermodynamiques de Fickett-Jacobs (rouge), de Fickett-Jacobs choqué (bleu) et de déflagration choquée (vert) dans le diagramme de Clapeyron adimensionné par les conditions en entrée du cycle, pour un mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène avec un rapport de compression initial de 10 (les calculs ont été réalisés en considérant un choc induit normal à l'écoulement).	24
2.8	Descriptif du modèle analytique 0D du RDE.	25

2.9	Zoom sur les cycles thermodynamiques de Fickett-Jacobs (courbe rouge) et de Fickett-Jacobs choqué (courbe bleue), pour le mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène avec un rapport de compression initial de 10.	26
2.10	Zoom sur les cycles thermodynamiques de Fickett-Jacobs (courbe rouge) et de déflagration choquée (courbe verte), pour le mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène avec un rapport de compression initial de 10.	27
2.11	Rendements des cycles thermodynamiques de Fickett-Jacobs, Fickett-Jacobs choqué, déflagration choquée, isochore et isobare (a) et de Fickett-Jacobs, Fickett-Jacobs choqué et déflagration choquée auxquels est soustrait le rendement isobare (b) en fonction du taux de compression initial Π pour le mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène.	28
2.12	Rapport entre les pressions des états 1 et ∞ en fonction du taux de compression initial Π pour le mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène.	29
2.13	Plages de rendement total supérieures au rendement isobare en fonction de Y_{DC} pour $\Pi = 1, 2, 5, 10$ et 20	30
2.14	(a) Couche de mélange le long de la paroi extérieure et (b) répartition des gaz frais et brûlés sur le fond de la chambre pour un régime rotatif à deux fronts.	32
2.15	Erreur relative de la hauteur du front de détonation en fonction du diamètre extérieur. Les points violets correspondent aux configurations utilisées dans ce travail ($\varnothing_e = 60$ mm/ $e = 5$ mm et $\varnothing_e = 70$ mm/ $e = 10$ mm), le point vert correspond au RDE utilisé par Frolov et al. [45] ($\varnothing_e = 406$ mm/ $e = 25$ mm).	34
2.16	Hauteur de mélange (a) non adimensionnée et (b) adimensionnée par $h_{rot(0)}$ en fonction de α avec un front se propageant à $D = 2378$ m/s dans une chambre de diamètre extérieur $\varnothing_e = 70$ mm et d'épaisseur $e = 10$ mm.	35
2.17	Phases de génération de la couche de mélange le long de la paroi extérieure de la chambre pour un régime contrarotatif.	36
2.18	(a) h_{contra} adimensionnée par h_{rot} en fonction de son abscisse réduite (ω/ω^*) pour plusieurs valeurs de X et (b) h_{max}/h_{rot} en fonction de X	38
3.1	(a) Représentation schématique de la chambre : 1 - chambre de détonation, 2- fenêtre en plexiglas, 3 - caméra, 4 - ligne d'admission des gaz frais, 5 - réservoir de mélange frais, 6 - réservoir de vidange base pression, 7 - vanne [115]; (b) Visualisation d'une détonation rotative à 6 fronts obtenue par la technique de "compensation totale" [115].	42
3.2	Chambre de combustion annulaire, Nicholls et al. [83].	43
3.3	Géométries de chambres annulaires utilisées par Bykovskii et al. [25].	43
3.4	(a) Diagramme d'un front de détonation; (b, c et d) Visualisations de fronts de détonation par la méthode de compensation totale pour différents carburants [25].	44

3.5	Célérité et fréquence de rotation des fronts de détonation en fonction du débit massique spécifique pour deux valeurs de rapports entre les épaisseurs de l'injection et de la chambre (0.087 pour les carrés et 0.26 pour les croix) [25].	45
3.6	Vue en coupe (gauche) et photos de la chambre de détonation (assemblée (a) et (c) et désassemblée (b)) (droite) [34].	46
3.7	(a) Chambre annulaire avec noyau conique à l'éjection de 150 mm de diamètre extérieur utilisé par Kindracki et al. [64]; (b) Signal de pression et vitesse des fronts de détonation au cours d'un test [64].	47
3.8	Chambres annulaires de (a) 100 mm et (b) 330 mm utilisées par Le Naour et al. (MBDA France) [67, 68].	48
3.9	(a) Signal de pression présentant un phénomène oscillatoire; (b) Mécanisme d'auto ajustement [72].	49
3.10	Chambre annulaire utilisée par Frolov et al. [45].	49
3.11	Visualisation de la conductivité électrique des gaz dans la chambre annulaire à l'aide de sonde à ionisation [45].	50
3.12	Coupe du RDE de Lin et al. [124]. Le cylindre intérieur "inner cylinder" est escamotable.	51
3.13	(a) Représentation des régimes de détonation observés dans le domaine longueur du cylindre intérieur - richesse ER [124]; (b) Célérité des fronts de détonation en fonction de la richesse et de la longueur du cylindre intérieur [124].	52
3.14	(a) Régimes de propagation en fonction de la richesse (ER) et du rapport de convergence (ϵ) de la tuyère (axe de droite pour les symboles pleins et axe de gauche pour les symboles creux) [125]; (b) Signal de pression correspondant au régime "Two-Dominant Peak One wave" [125].	54
3.15	(a) Chambre annulaire avec parois extérieures en cours de son fonctionnement [88]; (b) Front de détonation observé par chimiluminescence OH* [88].	55
3.16	(a) Plages de fonctionnement du RDE de Yang et al. pour différents débits de carburant, débits massiques spécifiques et richesses [120]; (b) Temps de transition jusqu'au régime de propagation établi pour les différents allumeurs [120].	56
3.17	(a) Schéma et (b) photographie du RDE utilisé à l'université de Nagoya [52].	57
3.18	(a) Photographie et (b) schéma en coupe de la chambre annulaire développée par St George et al. [106].	57
3.19	(a) Nombre de fronts de détonation n en fonction du taux de dilution en azote (β) et de l'épaisseur de la chambre (w_{ch}) [104]; (b) Hauteur totale de mélange (h_{tot}) en fonction de celle de la chambre (w_{ch}) adimensionnées par la largeur des cellules de détonation λ [104].	59

3.20 (a) Mécanismes de création et de maintien du mode de propagation pulsé longitudinal observé par Anand et al. [7]; (b) Impact des différents paramètres sur le mode de propagation pulsé longitudinal observé par Anand et al. [7].	60
3.21 Structure de l'écoulement entre deux fronts de détonations rotatifs successifs dans le repère de la détonation [2].	64
3.22 Structure bidimensionnelle d'une onde de détonation rotative dans un RDE axial avec $l = 8$ cm : (a) isobares P/P_0 , (b) isochores ρ/ρ_0 et (c) isomachs [127].	65
3.23 (a) Distribution de température du domaine et (b) trajectoire des points triples du front de détonation rotatif obtenu par Hishida et al. [54].	65
3.24 Strioscopies numériques (a) bidimensionnelle obtenue par Davidenko et al. [37] et (b) tridimensionnelle obtenues par Eude et al. [42].	66
3.25 (a) Champs de température (à gauche) et de densité (à droite) pour différentes formes d'injecteur [94, 95]; (b) Domaine de calcul 3D avec le grand volume d'éjection [97].	67
3.26 (a) Maillage numérique de Swiderski et al. pour obtenir (b) le champ de température 3D dans un RDE axial [109].	67
3.27 Isobares pour différentes vitesses d'injection [117].	68
3.28 (a) Domaine de calcul avec injection; distribution de température avec l'injection (b) prémélangée et (c) adjacente (N : nombre d'injecteurs) [48].	68
3.29 (a) Champ de température obtenu par Yao et al. dans une chambre creuse [10, 11]; (b) Champ de pression (à gauche), ondes de choc (au milieu) et champ de pression sur la paroi extérieure (à droite) obtenus par Stoddard et al. dans une chambre creuse [108].	69
4.1 (a) Coupe et (b) perspective de la chambre de combustion. Les zones hachurée ou quadrillée correspondent au noyau central, respectivement, cylindrique ou conique.	73
4.2 Configurations de noyaux centraux utilisés.	74
4.3 Élément de réduction du diamètre extérieur.	75
4.4 Coupe du système d'injection (a) retenu et (b) préliminaire de notre RDE.	76
4.5 (a) Pression statique dans les plénums avec (traits pleins) et sans (traits pointillés) remontée de combustion; (b) Support capteur endommagé lors du phénomène de remontée de combustion dans les conduits d'alimentation.	77
4.6 Dispositif d'allumage simplifié.	78
4.7 Différentes étapes de la Transition Déflagration-Détonation (Transition Déflagration-Détonation (TDD)).	78
4.8 λ en fonction des différents paramètres du mélange utilisé.	82
4.9 λ en fonction de ER pour des mélanges avec les trois valeurs de β utilisées au cours des expériences aux CAPT.	83

4.10	l_c en fonction de ER pour des mélanges avec les trois valeurs de β utilisées au cours des expériences aux CAPT pour les modèles de cinétique chimique Konnov (K) [66] et GriMech (G) [101].	84
4.11	Rapport l_{cG}/l_{cK} en fonction de ER pour $\beta = 0.5, 0.3$ et 0	84
4.12	(a) Photographie du banc expérimental avec le circuit d'oxydant au premier plan; (b) Circuit d'alimentation en gaz.	86
4.13	Circuit d'alimentation du système d'allumage.	88
4.14	Chronogramme de la séquence de commande d'un tir ($Ev =$ électrovanne).	89
4.15	Masse d'air perdue δm dans les volumes morts de carburant et d'oxydant en fonction de la pression de détente P_{det}	90
4.16	Débits massiques \dot{m} dans les circuits de carburant et d'oxydant en fonction : (a) de la pression de détente P_{det} pour des angles d'ouverture de $2060 - 2090^\circ$ pour le carburant et de $1920 - 1940^\circ$ pour l'oxydant; (b) de l'angle d'ouverture des vannes pointeau pour des pressions de détente P_{det} , respectivement, de 10 bar pour le carburant et 20 bar pour l'oxydant.	91
4.17	Position des capteurs de pression P_i le long de la paroi extérieure du RDE, avec l'injection par le haut et l'éjection des gaz brûlés vers le bas.	93
4.18	Signaux de pression et déphasage pour les capteurs P2 et P8 ($\dot{m}_{tot} = 66.6$ g/s, ER = 0.7, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau conique $\alpha = 14.6^\circ$ et $l = 30$ mm, test n° 326).	93
4.19	Fixation de RDE sur le capteur de force.	95
4.20	Exemple de signal de poussée ($\dot{m}_{tot} = 71.2$ g/s, ER = 1.19, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 12$ mm, test n° 310).	96
5.1	Chartes des symboles pour les différentes configurations de géométrie interne et des couleurs pour les modes de combustions observés.	101
5.2	(a et b) Transmission de la pré-détonation dans la chambre depuis l'orifice d'amorçage (flèche blanche), (c) réflexion du choc sur le noyau central et (d) propagation directe et indirecte des ondes d'amorçage (Lumière directe avec la caméra HPV-2, fréquence : 10^6 images/s, temps d'exposition : 500 ns et résolution spatiale : 3.4 pixels/mm. δt est le délai depuis la transmission).	103
5.3	Délais de transmission de la pré-détonation.	103
5.4	Signaux typiques de pression des capteurs circonférentiels P2, P6, P7 et P8 (a) sans injection et (b) avec un débit massique d'air $\dot{m}_{tot} = 70$ g/s (I choc incident, R choc réfléchi).	104
5.5	Pression pic du choc transmis dans la chambre sans injection, avec injection d'air et avec injection de mélange avec ER = 1.2 et $\beta = 0.5$	104
5.6	Signaux typiques de pression du capteur P3 ($\dot{m}_{tot} = 80.7$ g/s, ER = 1.1, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 239).	105

- 5.7 Signaux typiques de pression d'un régime rotatif à un front pour les capteurs (a) P3 et positionnés dans les plenums de carburant (Pcarb) et d'oxydant (Pox) pour la durée complète du test ($\dot{m}_{tot} = 80.7$ g/s, ER = 1.1, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 239); (b) P1, P2 et P8 sur une durée de 0.5 ms ($\dot{m}_{tot} = 80.7$ g/s, ER = 1.1, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 239); (c) P6 sur une durée de 0.5 ms ($\dot{m}_{tot} = 77.3$ g/s, ER = 0.93, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 60$ mm, noyau conique $l = 12$ mm et $\alpha = 7.9^\circ$, test n° 343). 107
- 5.8 Signaux typiques de fréquence pour un front rotatif, déduits des capteurs de pression P1, P2, P3, P6, P7 et P8 ($\dot{m}_{tot} = 94.9$ g/s, ER = 0.84, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau conique $l = 30$ mm et $\alpha = 7.9^\circ$, test n° 249). 107
- 5.9 Signaux typiques de pression des capteurs de pression P2, P6, P7 et P8 montrant des modes rotatifs à un front (a) indirect ($\dot{m}_{tot} = 72.3$ g/s, ER = 1.16, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 245); (b) direct ($\dot{m}_{tot} = 80.7$ g/s, ER = 1.1, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 239), avec des décalages de pression respectifs de 6, 4, 2 et 0 bar. . . . 108
- 5.10 Régimes rotatifs en vue arrière axiale : (a) un front rotatif indirect ($\dot{m}_{tot} = 67.7$ g/s, ER = 1.08, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 12$ mm, test n° 360); (b) deux fronts rotatifs directs ($\dot{m}_{tot} = 67.3$ g/s, ER = 1.08, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau conique $l = 12$ mm et $\alpha = 7.9^\circ$, test n° 356). Lumière directe avec la caméra HPV-2, fréquence : 5.10^5 images/s, temps d'exposition : 250 ns et résolution spatiale : 1.6 pixel/mm. 108
- 5.11 Jet de produits de détonation en sortie de la chambre ($\dot{m}_{tot} = 85.1$ g/s, ER = 1.21, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 60$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 265). Lumière directe avec la caméra SA-Z, fréquence : 6.10^4 images/s, temps d'exposition : 347.2 ns et résolution spatiale : 3.3 pixels/mm. 109
- 5.12 Jet de produits de détonation en sortie de la chambre ($\dot{m}_{tot} = 85.2$ g/s, ER = 1.51, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 60$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 266). Lumière directe avec la caméra SA-Z, fréquence : 6.10^4 images/s, temps d'exposition : 347.2 ns et résolution spatiale : 3.3 pixels/mm. 110
- 5.13 Régime contrarotatif à deux fronts se propageant dans des directions opposées. 110
- 5.14 Signaux typiques de pression montrant un régime contrarotatif à deux fronts pour les capteurs (a) P1, P2 et P8 sur une durée de 0.5 ms et (b) P2, P6, P7 et P8 sur une durée de 0.65 ms avec des décalages de pression respectifs de 6, 4, 2 et 0 bar ($\dot{m}_{tot} = 70$ g/s, ER = 1.09, $\beta = 0.3$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 208). 111
- 5.15 Signaux typiques de fréquence des capteurs de pression P1, P2, P3, P6, P7 et P8 ($\dot{m}_{tot} = 69.4$ g/s, ER = 1.2, $\beta = 0.3$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 209). 111

5.16 Régime contrarotatif en vue arrière axiale ($\dot{m}_{tot} = 63.9$ g/s, ER = 1.23, $\beta = 0.5$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 189). Lumière directe avec la caméra SA-Z, fréquence : 9.10^4 images/s, temps d'exposition : 1,25 μ s et résolution spatiale : 4.3 pixels/mm.	112
5.17 Signaux typiques de pression montrant un mode de combustion volumique pour les capteurs (a) P3 et positionnés dans les plénums de carburant (Pcarb) et d'oxydant (Pox) pour la durée complète du test et (b) P1, P2 et P8 sur une durée de 0.5 ms ($\dot{m}_{tot} = 63.6$ g/s, ER = 1.05, $\beta = 0.5$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 190).	112
5.18 Mode de combustion volumique en vue arrière axiale ($\dot{m}_{tot} = 81.3$ g/s, ER = 0.96, $\beta = 0.5$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 186). Lumière directe avec la caméra SA-Z, fréquence : 9.10^4 images/s, temps d'exposition : 347.2 ns et résolution spatiale : 4.3 pixels/mm.	113
5.19 Temps de transition R2R1 et C2R1 en fonction de la richesse.	114
5.20 Signaux typiques de fréquence montrant la transition du régime contrarotatif au régime rotatif à un front ($\dot{m}_{tot} = 76.7$ g/s, ER = 1.04, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 299).	115
5.21 Signaux typiques de pression montrant la transition du régime contrarotatif au régime rotatif à un front ($\dot{m}_{tot} = 76.7$ g/s, ER = 1.04, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 299).	116
5.22 Signaux typiques de pression montrant la transition du régime rotatif à deux fronts au régime rotatif à un front ($\dot{m}_{tot} = 65.3$ g/s, ER = 1.25, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 12$ mm, test n° 306).	117
5.23 Signaux typiques de fréquence montrant la transition du régime rotatif à deux fronts au régime rotatif à un front ($\dot{m}_{tot} = 65.3$ g/s, ER = 1.25, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 12$ mm, test n° 306).	118
5.24 Signaux typiques de pression montrant l'alternance de modes transitoires rotatifs à un front et contrarotatifs à deux fronts pour une instabilité multi-régime ($\dot{m}_{tot} = 68.0$ g/s, ER = 1.01, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 362).	118
5.25 Signaux typiques de fréquence montrant l'alternance de modes transitoires rotatifs à un front et contrarotatifs à deux fronts pour une instabilité multi-régime ($\dot{m}_{tot} = 68.0$ g/s, ER = 1.01, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 362).	119
5.26 Régimes avec une succession de modes transitoires dans les plans (a) $(e/l_{cG}) - (\dot{m}_{tot})$, (b) $(ER) - (\dot{m}_{tot})$ et (c) $(\varnothing_e/(n.l_{cG})) - (e/l_{cG})$, pour les noyaux cylindriques avec $e = 10$ mm.	119
5.27 Signaux typiques de pression avec une instabilité cyclique faible ($\dot{m}_{tot} = 61.9$ g/s, ER = 1.10, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 229). .	121
5.28 Signaux typiques de pression avec une instabilité cyclique forte ($\dot{m}_{tot} = 61.3$ g/s, ER = 0.9, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 231). .	121

5.29 Localisation des régimes avec des instabilités cycliques faibles et fortes dans le plan (a) $(e/l_{cG}) - (\dot{m}_{tot})$, (b) $(ER) - (\dot{m}_{tot})$ et (c) $(\varnothing_e/(n.l_{cG})) - (e/l_{cG})$, pour les noyaux cylindriques avec $e = 10$ mm.	122
5.30 Célérités instantanées et moyenne mesurées sur 36 révolutions, pour un régime rotatif à un front direct, en fonction de la position radiale. La ligne jaune représente la célérité moyenne mesurée sur la circonférence de la chambre. Les célérités moyennes mesurées entre les capteurs P2/P6, P6/P7, P7/P8 et P2/P8 correspondent aux points rouge, bleu, vert et magenta, respectivement ($\dot{m}_{tot} = 72.3$ g/s, $ER = 1.16$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 246).	123
5.31 Régime rotatif en vue arrière axiale avec l'emplacement des zones "mortes" (contours bleus) ($\dot{m}_{tot} = 67.3$ g/s, $ER = 1.08$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau conique $l = 12$ mm et $\alpha = 7.9^\circ$, test n° 357). Lumière directe avec la caméra HPV-2, fréquence : 5.10^5 images/s, temps d'exposition : 250 ns et résolution spatiale : 1.6 pixel/mm.	124
5.32 Fréquence moyenne des régimes de propagation en fonction des rapports (a) e/λ et (b) e/l_{cG}	127
5.33 (a et b) Célérité moyenne D ou (c et d) rapport D/D_{CJ} en fonction des rapports (a et c) e/λ et (b et d) e/l_{cG} . $\dot{m}_{tot} \in [65; 75]$ g/s.	128
5.34 D_{CJ} en fonction de la richesse ER pour β égale à 0.5, 0.3 et 0.	128
5.35 (a) Célérité moyenne D ou (b) rapport D/D_{CJ} en fonction du débit massique total \dot{m}_{tot} . $ER \in [0.9; 1.1]$ g/s.	129
5.36 (a) D, (b) D/D_{CJ} et (c) pressions pics moyennes en fonction du rapport l/L pour les configurations cylindriques. La courbe verte correspond aux résultats obtenus par Zhang et al. [124] ($L = 74$ mm, $\varnothing_i = 90$ mm et $\dot{m} \in [353, 372]$ g/s).	131
5.37 (a) D, (b) D/D_{CJ} et (c) pressions pics moyennes en fonction du demi-angle au sommet α pour les noyaux avec $l = 12$ mm et $l = 30$ mm.	132
5.38 Régime rotatif en vue arrière axiale avec l'expansion radiale (flèches bleues) des produits de détonation ($\dot{m}_{tot} = 68.0$ g/s, $ER = 0.99$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 12$ mm, test n° 314). Lumière directe avec caméra SA-Z, fréquence : 9.10^5 images/s, temps d'exposition : 250 ns et résolution spatiale : 4.4 pixels/mm.	133
5.39 Épaisseur de chambre e adimensionnée par une longueur chimique (λ pour a et b, l_{cG} pour c et d) en fonction du débit massique total \dot{m}_{tot} pour les noyaux cylindriques (colonne de gauche) et coniques (colonne de droite).	136
5.40 e/l_{cG} en fonction du rapport \dot{m}_{adim} pour les noyaux (a) cylindriques et (b) coniques.	137
5.41 l^* en fonction e adimensionnées par une longueur chimique, (a) λ et (b) l_{cG}	138
5.42 l^*/l_{cG} en fonction (a) de la célérité D ou (b) du rapport D/D_{CJ}	138

5.43	Diagramme d'inflammabilité pour un mélange d'éthylène, d'oxygène et d'azote (Mashuga et Crowl [75]).	140
5.44	Rapport de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} dans un mélange stœchiométrique éthylène/oxygène dilué avec une fraction molaire ψ de produits de détonation chauds par rapport à un mélange non dilué aux CAPT.	140
5.45	Rapport de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} d'une détonation du mélange $C_2H_4 + 3 O_2$ pour différentes dilutions molaires par des gaz brûlés ψ et différentes températures initiales T_{ini} à la pression atmosphérique.	141
5.46	Rapports de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} pour un mélange stœchiométrique éthylène/oxygène dilué avec une fraction molaire ψ de produits de détonation chauds (pointillés rouges) par rapport à un mélange non dilué aux CAPT et pour les résultats expérimentaux des différentes configurations testées. La grille issue de la Figure 5.45 est tracée en gris	143
5.47	Rapport de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} dans un mélange stœchiométrique éthylène/oxygène avec différentes richesses ER et dilué avec une fraction molaire ψ de produits de détonation chauds rapportés à un mélange stœchiométrique non dilué aux CAPT et pour les résultats expérimentaux des différentes configurations testées.	144
A.1	Vue de côté du RDE à l'échelle 1/2.	153
A.2	Vue en coupe du RDE avec le noyau cylindrique long (en bas) et le noyau conique avec la réduction de diamètre extérieur (en haut) à l'échelle 1/2.	154
A.3	Vue de la face avant du RDE à l'échelle 1/2.	154
A.4	Vue de la face arrière du RDE à l'échelle 1/2.	155
C.1	Schéma descriptif du modèle analytique 0D du RDE.	161
C.2	Diagramme des transformations thermodynamiques le long des trois lignes de courant caractérisant notre modèle.	163
C.3	Polaires de choc dans le plan pression/déviation et de détente dans le cas d'une détonation rotative (a) avec et (b) sans prise en compte de la déflagration, pour un mélange stœchiométrique d'éthylène et d'oxygène avec $\Pi = 10$	165

Liste des tableaux

3.1	Paramètres de fonctionnement et caractéristiques des régimes de propagation de détonation obtenus par Frolov et al. [45].	51
3.2	Paramètres de fonctionnement et caractéristiques des régimes de propagation obtenus par Lin et al. [71].	52
3.3	Paramètres des principaux RDE axiaux et semi-confinés centripètes (1/3). . .	61
3.4	Paramètres des principaux RDE axiaux et semi-confinés centripètes (2/3). . .	62
3.5	Paramètres des principaux RDE axiaux et semi-confinés centripètes (3/3). . .	63
4.1	Dimensions de base de la chambre annulaire de type RDE axial	74
4.2	Dimensions des différents noyaux centraux utilisés.	74
4.3	Propriétés de la détonation CJ pour les mélanges hydrogène, méthane, éthylène et acétylène avec l'oxygène à la stœchiométrie et aux CAPT.	80
4.4	Délais de fonctionnement généralement utilisés.	89
4.5	Dimensions des différents noyaux centraux utilisés.	97
4.6	Gammes des conditions initiales et des propriétés de détonation Chapman-Jouguet des mélanges considérés aux CAPT.	97
5.1	Gammes des conditions initiales et des propriétés de détonation Chapman-Jouguet des mélanges considérés aux CAPT.	100
5.2	Célérités, nombres de Mach, pressions pic d'ondes de choc se propageant aux célérités moyennes mesurées dans la chambre, calculées avec le logiciel Gaseq [78] aux CAPT, et pressions pic mesurées en position 270° pour les tests d'amorçage sans injection et avec injection d'air.	105
5.3	Gammes des conditions initiales et des propriétés de détonation Chapman-Jouguet des mélanges considérés aux CAPT.	126
5.4	Valeurs moyennes des célérités D, du rapport D/D_{CJ} , des pressions pics et régimes de propagation observés dans la chambre pour les différentes configurations géométriques testées.	133
B.1	Paramètres et résultats expérimentaux présentés dans le manuscrit (1/4). . .	157
B.2	Paramètres et résultats expérimentaux présentés dans le manuscrit (2/4). . .	158
B.3	Paramètres et résultats expérimentaux présentés dans le manuscrit (3/4). . .	159
B.4	Paramètres et résultats expérimentaux présentés dans le manuscrit (4/4). . .	160

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte

Environ 60% de la consommation mondiale d'énergie est aujourd'hui issue de la combustion de pétrole et de gaz naturel. Dans le contexte actuel de lutte contre le réchauffement climatique et de la diminution associée de la consommation d'hydrocarbures, en particulier fossiles, deux ensembles de solutions sont mis en œuvre. Les premières consistent à utiliser des carburants moins polluants et avec une empreinte carbone plus faible, comme les biocarburants ou la biomasse. Les secondes consistent à mettre en œuvre des systèmes fondés sur des énergies renouvelables comme le solaire, l'éolien ou l'hydroélectrique. Cependant, s'agissant du transport aérien ou de la production d'électricité, la plupart des turbines ou moteurs actuels ne semblent pas pouvoir, à brève ou moyenne échéance, être utilisés autrement qu'avec des carburants fossiles. Compte tenu de l'ubiquité de ces systèmes, l'amélioration de leurs performances est donc une priorité. Ces dispositifs sont toutefois considérés comme ayant atteint leur maturité technologique. Ainsi, s'agissant des turbopropulseurs aucune des améliorations qui pourraient leur être apportées ne semble pouvoir satisfaire aux contraintes de l'Advisory Council for Aviation Research and Innovation in Europe (ACARE), qui sont une diminution de 75% des émissions de CO₂ et de 50% des NO_x par rapport à celles de l'année 2000. De nouveaux concepts de propulsion faisant appel à des ruptures technologiques sont ainsi étudiés pour augmenter l'efficacité des systèmes et répondre à ces nouvelles normes. La majorité des turbines à gaz actuelles fonctionnent en mettant en œuvre le mode isobare du processus de combustion qui entraîne l'augmentation de la température et l'accélération des gaz brûlés. Cette énergie sera alors soit transformée en énergie mécanique puis en électricité, soit éjectée de manière à générer une poussée. Ce mode de combustion est décrit par le cycle de Brayton-Joule (Fig. 1.1); son rendement thermodynamique est de l'ordre de 35%. L'une des solutions est donc l'utilisation de modes de combustion avec gain de pression ou Pressure-Gain Combustion (PGC). Dans sa synthèse [85], Paxson souligne qu'une augmentation de seulement 1% du rendement de combustion des turbines à gaz, lesquelles représentent environ 13% de la consommation d'énergie (dont 10% pour

la production d'électricité et 3% pour l'aviation) des USA équivaldrait à une augmentation de 33% de la capacité photovoltaïque du pays.

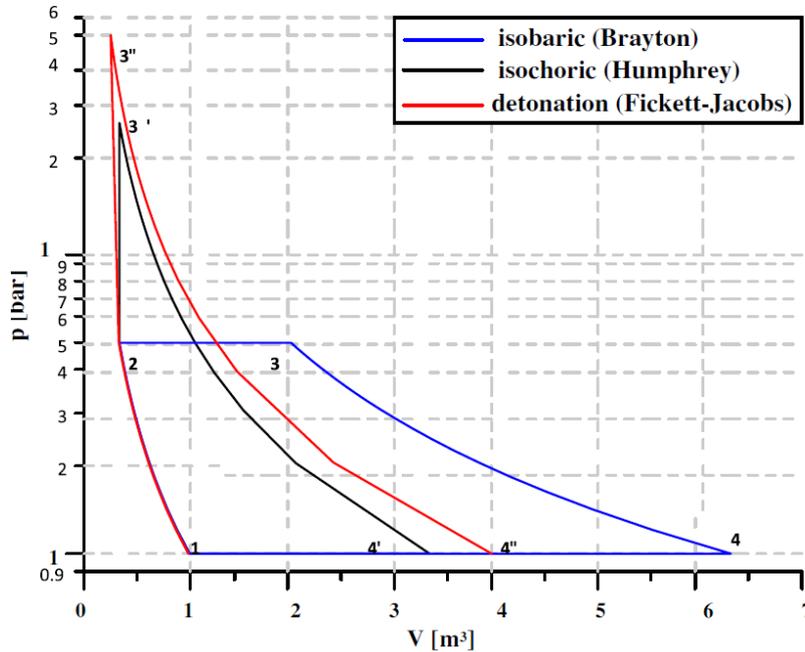


FIGURE 1.1 – Cycles thermodynamiques de Brayton-Joule, Humphrey et Fickett-Jacobs [62].

Il existe deux modes principaux de combustion non isobare. Le premier est la combustion isochore décrite par le cycle de Humphrey (Fig. 1.1) largement utilisé dans le secteur automobile, initialement proposé par Holzwarth [56] en 1905; son rendement est de l'ordre de 53%. Le second est la combustion par détonation, suggéré par Zel'dovich [118, 123] en 1940; son rendement selon le cycle de Fickett-Jacobs (Fig. 1.1) est de l'ordre de 58% et son utilisation permettrait donc d'augmenter jusqu'à 15% le rendement thermodynamique par rapport à ceux des systèmes à combustion isobare [53].

1.2 Vue d'ensemble sur la détonation

Il est souvent considéré que ce sont Mallard et Le Chatelier [74] qui, en 1882, au cours de leurs études sur les coups de grisous dans les mines de charbon, ont identifié les deux modes de propagation de la combustion, soit la déflagration et la détonation, ainsi que le phénomène de transition du premier au second.

Une première modélisation du front de détonation a été proposée indépendamment par Chapman [35] en 1899 et Jouguet [57] en 1905 en le considérant comme une discontinuité plane totalement réactive autonome (modèle CJ). Vieille [113] en avait détaillé, en 1900, un mécanisme plus complet dans lequel la détonation est constituée d'une onde de choc qui provoque une hausse de la température des gaz et, donc une combustion qui soutient ce choc. Ce n'est que dans les années 1940, que Zel'dovich [122], Von Neumann [116] et Döring [41] formalisent ce mécanisme en décrivant la zone de réaction

comme monodimensionnelle et stationnaire (modèle ZND) et que Taylor [111] en décrit l'écoulement des produits, derrière la zone de réaction.

C'est en 1959 que les expériences de Denisov et Troshin [40] ont permis d'identifier la structure locale tridimensionnelle, dite cellulaire, des fronts de détonation, à la suite de travaux antérieurs menés par Campbell et Woodhead [32] en 1926, et Bône et Fraser [13] en 1935. Cette structure cellulaire constitue la signature expérimentale de l'existence du régime de détonation dans les gaz. La reproductibilité des modèles CJ/ZND est ainsi restreinte aux propriétés moyennes et macroscopiques loin des limites de propagation. À la suite de Shchelkin et Troshin [99], de nombreux travaux ont confirmé l'existence d'une corrélation entre la largeur moyenne des cellules de détonation et la longueur caractéristique de la zone de réaction selon le modèle ZND. Par ailleurs, il est bien établi que la capacité de la détonation à se propager, de manière quasi autonome, dans un dispositif de dimension transverse finie est conditionnée par le fait qu'un nombre suffisant de cellules doit pouvoir être présent sur le front.

1.3 Propulsion et détonation

Il semble que ce soit Zel'dovich [118, 123] qui, en 1940, ait, le premier, proposé d'utiliser le mode de détonation à des fins de propulsion. Son avantage sur la combustion isobare est qu'il permet une combustion rapide en un temps (ou sur une longueur) très petit et qu'il génère par ailleurs de très hautes pressions (≈ 20 fois la pression initiale) par rapport à la combustion isobare, sans avoir besoin d'étage de compression. Les premiers travaux appliqués sont réalisés par Hoffmann [55] avec le développement d'un moteur utilisant une détonation pulsée. Par la suite, d'autres concepts verront le jour comme le moteur à détonation oblique (ramjet et scramjet) [100] ou à détonation rotative (Rotating Detonation Engine, RDE) [82, 114], ce dernier constituant l'objet de notre étude.

1.3.1 Moteur à détonation oblique

Le moteur à détonation oblique ou Oblique Detonation Wave Engine (ODWE) permet de réaliser la compression et la combustion par détonation d'un mélange réactif en utilisant la géométrie du moteur couplée à une vitesse de vol supersonique afin de générer la poussée [100]. La géométrie de l'entrée d'air crée une série d'ondes de choc (en vert sur la Figure 1.2) permettant de comprimer le mélange réactif jusqu'à une onde de détonation (en rouge) où la combustion aura lieu.

Le ODWE a l'avantage de ne posséder aucune pièce mobile et d'utiliser une détonation stationnaire. Par contre, il nécessite une vitesse d'entrée d'air élevée ($M \gg 1$) afin de générer les ondes de choc nécessaires à son fonctionnement. Il doit donc être couplé à un moteur conventionnel pour réaliser les phases de décollage et d'atterrissage. Deux configurations sont principalement étudiées, le statoréacteur (ou ramjet) et le super-statoréacteur (ou scramjet).

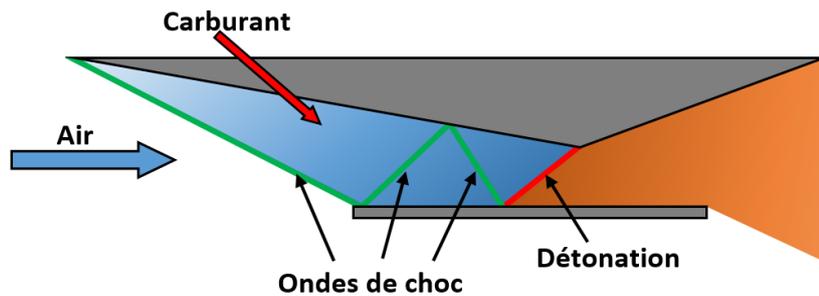


FIGURE 1.2 – Fonctionnement d'un moteur à détonation oblique.

Le ram accelerator est une autre application possible de la détonation oblique, utilisé pour propulser un projectile. Ce dernier est lancé à haute vitesse dans un tube contenant un mélange combustible et son passage va générer des ondes de choc et de détonation. La combustion du gaz au travers de ces dernières va provoquer une surpression à l'arrière du projectile et entraîner son accélération.

1.3.2 Moteur à détonation pulsée

Le moteur à détonation pulsée ou Pulse Detonation Engine (PDE) est le moyen de propulsion par détonation le plus étudié [90]. Il fonctionne grâce à une succession de phases de remplissage, de détonation et d'éjection des gaz brûlés. Il est généralement composé d'un tube fermé d'un côté possédant un dispositif d'amorçage de la détonation du mélange combustible souvent (mais pas exclusivement) positionné à l'extrémité fermée, l'autre côté étant ouvert afin d'éjecter les produits de combustion (Fig. 1.3). Pendant la phase de remplissage, les gaz frais sont injectés dans la chambre et poussent les produits du cycle précédent. La détonation est ensuite amorcée et le front se propage en consommant les gaz frais. Enfin, les gaz brûlés sous pression sont éjectés ce qui génère la poussée du moteur.

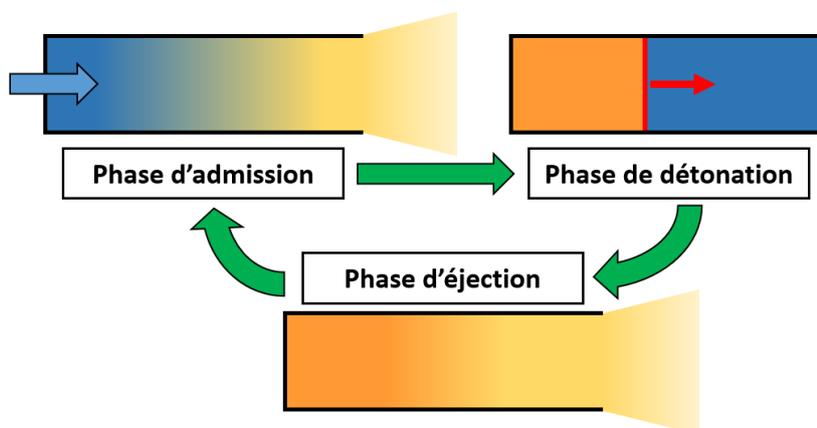


FIGURE 1.3 – Fonctionnement d'un moteur à détonation pulsée.

Le PDE présente trois difficultés. La première est la nécessité d'amorcer une détonation à chaque cycle, ce qui peut poser un problème pour les allumeurs utilisés dans l'industrie aéronautique, ces derniers n'étant pas conçus pour fonctionner à des fréquences

élevées. La deuxième difficulté est que pendant la phase de remplissage du moteur, le mélange injecté doit rester suffisamment longtemps dans la chambre, ce qui peut être difficile en atmosphère raréfiée (haute altitude ou espace). Plusieurs solutions sont envisagées, dont l'utilisation d'une vanne ou d'un blocage sonique en sortie du moteur. La dernière difficulté provient du principe de fonctionnement pulsé du PDE dont la poussée non continue au cours d'un cycle de fonctionnement et les fréquences utilisées peuvent nuire à la structure de l'engin propulsé.

1.3.3 Moteur à détonation rotative

Le moteur à détonation rotative ou Rotating Detonation Engine (RDE) utilise la propagation continue d'une ou plusieurs ondes de détonation dans une chambre annulaire afin de réaliser la combustion du carburant et ainsi générer une poussée. La géométrie générique d'une chambre de RDE est l'espace compris entre deux parois cylindriques coaxiales (Fig. 1.5). Des gaz réactifs, prémélangés ou non, sont injectés dans la chambre, le plus souvent à l'opposé de la surface d'éjection des gaz brûlés. Le ou les fronts de détonation se propagent alors de manière continue dans cet espace et consomment la couche de gaz frais formée par l'injection. Cette couche est continuellement renouvelée après chaque passage de front de détonation ce qui permet au front suivant de se propager. Le RDE n'a donc besoin d'être allumé qu'au début de son fonctionnement et ainsi, contrairement au PDE, de générer une poussée continue. De plus, le RDE peut fonctionner aussi bien en configuration anaérobie (c.-à-d., moteur-fusée) qu'en configuration aérobie (c.-à-d., turboréacteur) dans une large gamme de vitesses de vol, à l'inverse de l'ODWE. Les premières recherches sur la détonation rotative sont celles de Voitsekhovskii, Mikhailov et Topchiyan [76, 114, 115] et de Nicholls et al. [82, 83] dans les années 1960. À la suite de ces travaux précurseurs, de nombreux laboratoires ont étudié le comportement de la détonation dans ce type de chambre de combustion ainsi que les performances associées.

Il existe plusieurs géométries de chambre de RDE rassemblées dans le tableau de la Figure 1.4. Les parois solides sont en traits hachurés, les interfaces gazeuses en pointillés rouges, la direction de l'expansion des gaz brûlés est représentée par les flèches vertes et l'axe de révolution en traits mixtes.

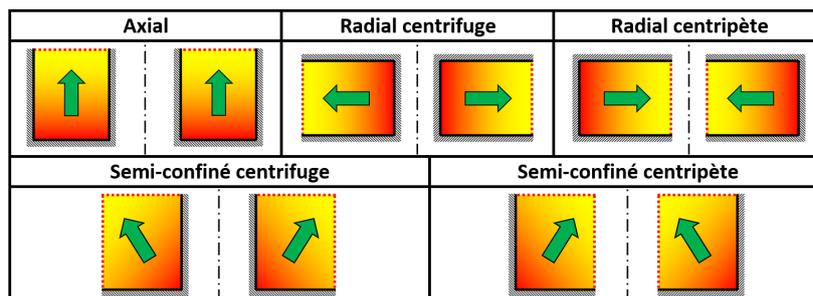


FIGURE 1.4 – Récapitulatif des différentes versions de RDE (vues en coupe).

On distingue ainsi trois catégories de RDE selon nature du confinement de la couche de mélange réactif et par conséquent de la direction de l'expansion des produits de détonation :

- les RDE axiaux (Fig. 1.5a) possèdent trois parois solides et une surface d'éjection. Ces derniers sont les plus étudiés, [25, 34, 45, 64, 71, 83, 88, 106] car l'expansion axiale des gaz brûlés permet de ne pas avoir à les rediriger pour obtenir une poussée maximale,
- les RDE radiaux possèdent la même configuration de paroi que les RDE axiaux, mais les gaz brûlés sont éjectés radialement. On distingue alors les RDE radiaux centrifuges où les gaz s'expandent de l'intérieur vers l'extérieur [18, 20, 115] et centripètes (Fig. 1.5b) où ils s'expandent dans l'autre sens [17, 18, 79, 80]. Cependant, l'utilisation de cette configuration implique que les gaz brûlés devront ensuite être déviés selon l'axe de la chambre afin de récupérer la poussée,
- les RDE semi-confinés possèdent une chambre où l'une des parois cylindriques a été supprimée. Ceci engendre une expansion des produits de la détonation à la fois axiale et radiale. On distingue les RDE semi-confinés centrifuges [19] et centripètes [9, 70, 125] selon la direction de cette expansion. Un RDE centripète peut être vu comme un RDE axial dont on a supprimé la paroi centrale, ce qui forme une chambre cylindrique également appelée chambre "creuse". Expérimentalement, le RDE centrifuge n'a à notre connaissance fait l'objet que du seul travail de Bykovskii et al. [19].

Le RDE étudié dans ce travail de thèse possède une configuration axiale pouvant être modifiée vers une version proche d'un RDE semi-confiné centripète.

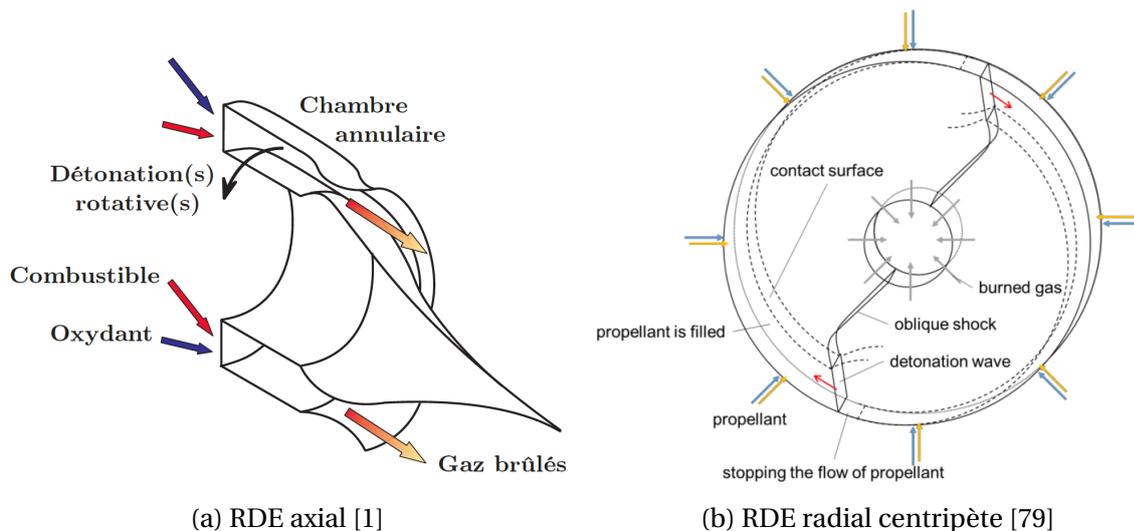


FIGURE 1.5 – Fonctionnement d'un moteur à détonation rotative.

La propagation continue de la détonation dans la chambre annulaire d'un RDE axial associée à une injection par le fond crée une structure d'écoulement complexe résultant de l'interaction de nombreuses non idéalités telles que la courbure de la chambre et les

gradients de composition et de température. La Figure 1.6 montre une modélisation tridimensionnelle d'un RDE axial et un développé de la structure typique de l'écoulement le long de la paroi extérieure [91]. Le front de détonation (A) se propage dans la couche de mélange (G), l'expansion des gaz brûlés derrière celui-ci génère le choc induit (B) rattaché au front (A) au niveau du sommet de la couche de mélange. Les gaz brûlés (D) interagissent avec la couche de mélange via la ligne de glissement (E) et une partie est ensuite comprimée par le choc induit (B). Les gaz issus de cette compression sont séparés des produits de détonation par une couche de cisaillement instable (C). La pression post-détonation est généralement supérieure à la pression d'injection des gaz frais ce qui provoque un blocage de l'injection (F) jusqu'à ce que les détenteurs derrière le front ramènent la pression en paroi à une pression inférieure à celle de l'injection.

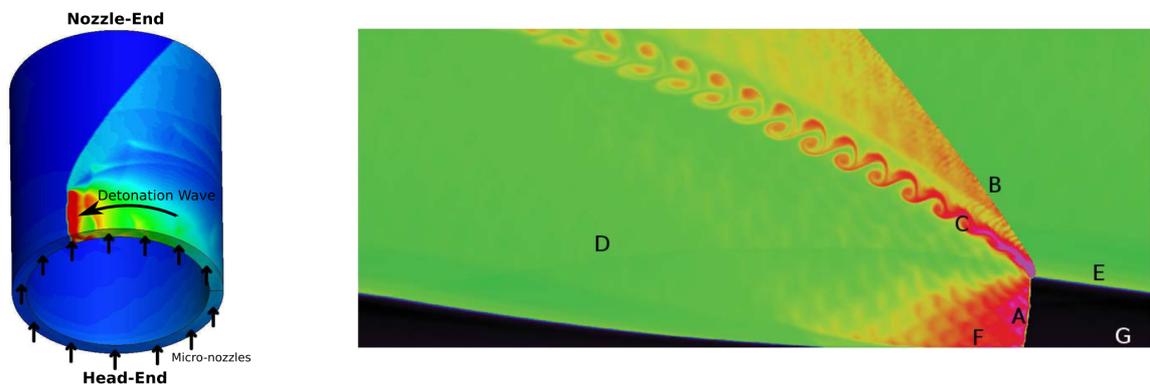


FIGURE 1.6 – Modélisations 3D d'un front de détonation se propageant dans un RDE axial (gauche) et de la structure de l'écoulement le long de la paroi extérieure (droite) [91].

Il existe deux principaux régimes de propagation de la détonation dans une chambre de RDE (Fig. 1.7) :

- les régimes rotatifs à un ou plusieurs fronts de détonation se propageant selon la même direction, direct ("antihoraire") ou indirect ("horaire"),
- le régime contrarotatif, avec plusieurs fronts dont certains se propagent selon le sens direct et les autres, simultanément selon le sens indirect.

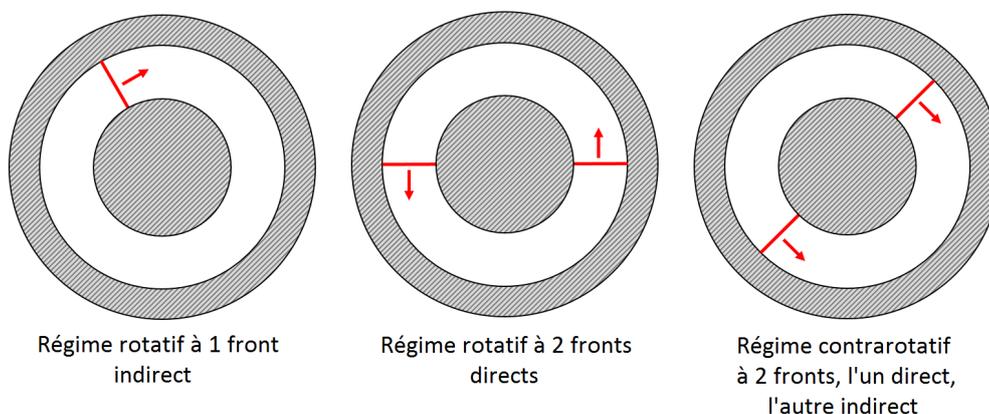


FIGURE 1.7 – Exemples de régimes de propagation de la détonation dans un RDE axial.

1.4 Cadre et objectifs de l'étude

Notre travail s'inscrit dans le cadre de la chaire industrielle CAPA (Combustion Alternative pour la Propulsion Aérobique), collaboration entre l'Agence Nationale de la Recherche (ANR), SAFRAN, MBDA-France, l'Institut Pprime (UPR3346 CNRS) et l'ISAE-ENSMA. Son but est de développer des connaissances fondamentales sur la combustion isochoire et sur la détonation dans un objectif d'application à la propulsion aérospatiale.

Dans ce contexte, notre étude vise à améliorer la compréhension des modes de rotation continue d'une détonation dans un espace annulaire de section, normale à son axe de révolution, constante ou linéairement croissante et d'évaluer le domaine d'opérabilité selon la détonabilité du mélange réactif, le débit massique et la géométrie de l'espace annulaire. L'objectif de notre étude est la mise en place et le test d'une chambre de combustion annulaire de type axial possédant une géométrie modulable alimentée par des mélanges éthylène/oxygène/azote.

1.5 Plan du mémoire

Le Chapitre 2 rappelle quelques notions fondamentales de la détonation dans les gaz et présente une étude simplifiée des cycles thermodynamiques du RDE ainsi qu'une méthode simplifiée de calcul de la hauteur de mélange dans une chambre de RDE. Le Chapitre 3 fait un état des lieux des applications de la détonation à la propulsion avec un tour d'horizon des études antérieures sur la détonation rotative, tant expérimentales que numériques. Le Chapitre 4 décrit le banc expérimental du RDE mis en œuvre pour cette étude ainsi que les outils de métrologie. Le Chapitre 5 détaille la caractérisation de la phase d'amorçage du moteur puis décrit les modes de combustion observés. Les instabilités de fonctionnement sont également décrites. L'impact des différents paramètres du mélange et de la géométrie de la chambre sont par la suite discutés ainsi que leurs domaines d'existence. Le Chapitre 6 résume les principaux résultats obtenus et propose des perspectives à cette étude.

Chapitre 2

Description sommaire de la détonation

Sommaire

2.1 Lois de bilan	10
2.2 La détonation plane	13
2.2.1 Le front de Chapman-Jouguet	13
2.2.2 Écoulement des produits de détonation : détente de Taylor-Zel'dovich	15
2.2.3 La zone de réaction de Zel'dovich-Von Neumann-Döring	16
2.3 La structure réelle tridimensionnelle de la détonation	19
2.4 Travail de la compression induite par une discontinuité hydrodynamique	22
2.5 Cycles idéal et réels : les rendements du RDE	24
2.5.1 Cycles thermodynamiques décrits dans un RDE	24
2.5.2 Calcul des rendements	28
2.6 Calcul de la hauteur du front de détonation	31
2.6.1 Principe du calcul	31
2.6.2 Cas du régime rotatif	32
2.6.3 Cas du régime contrarotatif	35

Ce chapitre propose un résumé des notions de base sur la détonation. Il rappelle les hypothèses simplificatrices et les lois de bilan associées (Section 2.1). Les deux modèles historiques utilisés pour décrire les fronts moyens de détonation sont ensuite présentés (Section 2.2). Le modèle Chapman-Jouguet (CJ) permet de calculer les caractéristiques d'un front de détonation plan autonome. Le modèle Zel'dovich-Von Neumann-Döring (ZND) détaille l'évolution des grandeurs thermodynamiques dans la zone de réaction. Des précisions sur la structure réelle du front sont également données (Section 2.3). Une description du calcul du travail d'une discontinuité hydrodynamique réactive ou non (Section 2.4) est également donnée. Ces bases permettent de conclure ce chapitre par une description des rendements idéal et réels des cycles de détonation dans le cas du moteur à détonation rotative (Section 2.5) et la présentation d'un calcul simplifié de la hauteur du front de détonation (Section 2.6).

2.1 Lois de bilan

De manière générale, le processus de détonation est considéré comme suffisamment rapide pour que les effets de viscosité et de conduction de chaleur du fluide puissent être négligés, fluide parfait. L'écoulement est alors considéré comme adiabatique. Il faut cependant souligner que, dans le cas d'une détonation rotative, les passages répétés de la détonation dans la chambre échauffent très fortement les parois en quelques centaines de millisecondes seulement. Des modélisations réalistes de la détonation rotative devraient donc inclure des transferts de chaleurs dans l'écoulement au voisinage des parois. Les bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie décrivant les comportements adiabatiques des détonations sont exprimés par les équations dites d'Euler (2.1) à (2.3). Le système est fermé par l'équation d'état du fluide réactif (2.4) et par les lois de cinétique chimique pour l'évolution des espèces chimiques (2.5).

$$\text{Bilan de masse : } \frac{dv}{dt} - v \operatorname{div}(\mathbf{u}) = 0 \quad (2.1)$$

$$\text{Bilan de quantité de mouvement : } \frac{d\mathbf{u}}{dt} + v \operatorname{grad}(P) = 0 \quad (2.2)$$

$$\text{Bilan d'énergie : } \frac{de_i}{dt} + P \frac{dv}{dt} = 0 \quad (2.3)$$

$$\text{Equation d'état : } e_i = e_i(P, v, \mathbf{Y}) \quad (2.4)$$

$$\text{Loi de cinétique chimique : } \frac{d\mathbf{Y}}{dt} = \mathbf{w}(P, v, \mathbf{Y}) \quad (2.5)$$

où $d./dt = \partial./\partial t + \mathbf{u} \cdot \operatorname{grad}(\cdot)$ désigne la dérivée matérielle, v le volume spécifique, t le temps, \mathbf{u} le vecteur vitesse matérielle, P la pression, e_i l'énergie interne spécifique, \mathbf{Y} et \mathbf{w} les vecteurs des fractions massiques et des vitesses d'évolution des N espèces chimiques indépendantes.

Les lois de bilan (2.1, 2.2 et 2.3) admettent des solutions continues par morceaux, et il existe trois types de discontinuités pour un fluide parfait compressible :

- Les lignes de glissement : continuité de la pression et de la direction de la vitesse matérielle,
- Les discontinuités faibles : saut des dérivées mais pas des variables,
- Les discontinuités fortes ou chocs : saut des variables et de leurs dérivées.

Dans le cas d'une discontinuité forte, les lois de bilans conduisent aux relations de saut dites de Rankine-Hugoniot. En supposant le milieu devant la discontinuité au repos, elles s'écrivent :

$$\rho_0(D_n - u_{n0}) = \rho_1(D_n - u_{n1}) \quad (2.6)$$

$$P_0 + \rho_0(D_n - u_{n0})^2 = P_1 + \rho_1(D_n - u_{n1})^2 \quad (2.7)$$

$$e_{i0} + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{(D_n - u_{n0})^2}{2} = e_{i1} + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{(D_n - u_{n1})^2}{2} \quad (2.8)$$

où l'indice $(.)_n$ correspond à la direction normale à la surface de la discontinuité et les indices $(.)_0$ et $(.)_1$ désignent les états avec et après la discontinuité de vitesse D_n . Les composantes tangentielles de la vitesse matérielle sont continues au travers d'une onde de choc.

Le modèle minimal de fluide réactif considère un mélange formé de deux composants, les gaz frais et les gaz brûlés liés par la réaction chimique :



avec une loi d'Arrhenius pour vitesse d'évolution :

$$w = \frac{dY}{dt} = A \left(\frac{\rho}{\rho^*} \right)^n (1 - Y)^m e^{-\frac{E_a}{RT}} \quad (2.10)$$

où w est le taux de production massique des gaz brûlés, Y leur fraction massique (ou degré d'avancement de la réaction), ρ la masse volumique ($\rho = 1/\nu$) et T la température du mélange. A est une constante homogène à l'inverse d'un temps, ρ^* une masse volumique de référence, n et m des nombres sans dimension, E_a l'énergie d'activation de la réaction globale (2.9) et $R = 8.314 \text{ J/K/mol}$ la constante universelle des gaz parfaits.

Dans le cas d'un mélange idéal de deux gaz parfaits en équilibre mécanique et thermique, la température et la masse molaire du mélange \mathcal{M} sont données par :

$$T = \mathcal{M} \frac{P\nu}{R} \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{\mathcal{M}} = \frac{1 - Y}{\mathcal{M}_f} + \frac{Y}{\mathcal{M}_b} \quad (2.12)$$

avec \mathcal{M}_f et \mathcal{M}_b , respectivement, les masses molaires des gaz frais et brûlés. Si, de plus, on suppose que les deux gaz sont idéaux, alors leurs capacités calorifiques sont constantes et si on néglige les différences entre les masses molaires et entre les capacités calorifiques des gaz frais et brûlés (2.9), alors l'intégration des différentielles thermodynamiques $de_i = c_{\nu} dT$ conduit à l'équation d'état des gaz frais et des gaz brûlés et les lois d'additivité des

volumes et des énergies :

$$e_i(P_0, v_0) = \frac{P_0 v_0}{\gamma - 1} \quad (2.13)$$

$$e_i(P, v, Y) = \frac{P v}{\gamma - 1} - Yq \quad (2.14)$$

où γ est le rapport des capacités calorifiques spécifiques à pression constante c_p et à volume constant c_v du mélange, et q est la chaleur spécifique de réaction, environ 3 MJ/kg pour la plupart des hydrocarbures avec de l'air en composition stœchiométrique et 10 MJ/kg avec de l'oxygène.

2.2 La détonation plane

2.2.1 Le front de Chapman-Jouguet

En 1899 et 1905, respectivement, Chapman [35] et Jouguet [57] proposent un premier modèle de la détonation, considérée comme une discontinuité plane, autonome totalement et réactive. Le front de détonation Chapman-Jouguet (CJ) se propage à une vitesse égale à celle des perturbations acoustiques dans les gaz brûlés, considérés à l'équilibre chimique, immédiatement derrière le front, soit :

$$D_{CJ} = (u + c)_{CJ} \quad (2.15)$$

où D_{CJ} est la célérité du front de détonation, u la vitesse des gaz et c la célérité du son dans les gaz brûlés. L'indice CJ désigne l'état d'équilibre chimique satisfaisant à la condition de sonicité (2.15). La discontinuité est ainsi indépendante de l'écoulement arrière.

Ces états sont liés par les relations de saut de Rankine-Hugoniot (Section 2.1) :

$$\text{Bilan de masse :} \quad \rho_0 D = \rho_1 (D - u_1) \quad (2.16)$$

$$\text{Bilan de quantité de mouvement :} \quad P_0 + \rho_0 D^2 = P_1 + \rho_1 (D - u_1)^2 \quad (2.17)$$

$$\text{Bilan d'énergie :} \quad e_{i0} + \frac{P_0}{\rho_0} + \frac{D^2}{2} = e_{i1} + \frac{P_1}{\rho_1} + \frac{(D - u_1)^2}{2} \quad (2.18)$$

où l'indice 1 désigne l'état d'équilibre chimique derrière une discontinuité totalement réactive de célérité D . Avec la définition $c^2 = \gamma P v$ pour la célérité du son et le coefficient isentropique γ qui, pour un gaz idéal est égal au rapport des capacités calorifiques, respectivement à pression et à volume constant, les bilans de masse, de quantité de mouvement et la condition de sonicité (2.15) conduisent à l'état CJ en fonction de l'état initial, de la célérité D_{CJ} et du coefficient isentropique CJ, soit, en négligeant $(c_0/D_{CJ})^2$ devant 1 :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{CJ} \approx \frac{\gamma_{CJ}}{\gamma_{CJ} + 1} v_0 \\ P_{CJ} \approx \frac{D_{CJ}^2}{v_0(\gamma_{CJ} + 1)} \end{array} \right. \quad (2.19)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{CJ} \approx \frac{\gamma_{CJ}}{\gamma_{CJ} + 1} v_0 \\ P_{CJ} \approx \frac{D_{CJ}^2}{v_0(\gamma_{CJ} + 1)} \end{array} \right. \quad (2.20)$$

La célérité CJ et le coefficient isentropique CJ sont alors obtenus en fermant le système des lois de bilan (2.16)-(2.18) par l'équation d'état des gaz brûlés, e.g.,

$$e_{i1} = e_{i0} + \frac{P_1 v_1}{\gamma - 1} - q \quad (2.21)$$

et par la condition de sonicité (2.15). Nous avons donc ici, avec $\gamma_{CJ} = \gamma$, et, toujours avec $(c_0/D_{CJ})^2 \ll 1$:

$$D_{CJ} \approx \sqrt{2(\gamma^2 - 1)q} \quad (2.22)$$

La condition CJ (2.15) définit donc un système complet d'équation qui permet de calculer une solution unique. De manière générale, il est commode d'utiliser le plan de Clapeyron (P - v) pour représenter les solutions aux relations de Rankine-Hugoniot. Nous définissons d'abord la droite de Rayleigh-Michelson (**RM**) en éliminant la vitesse matérielle u_1 des bilans de masse (2.16) et de quantité de mouvement (2.17) :

$$\text{(RM):} \quad P_1 = P_0 + \left(\frac{D}{v_0}\right)^2 (v_0 - v_1) \quad (2.23)$$

On observe alors que la pente de la droite (**RM**) $\frac{dP_1}{dv_1}$ est positive et égale à $-\left(\frac{D}{v_0}\right)^2$. Nous distinguons donc (Fig. 2.1) :

- la zone de compression ($v_1 < v_0$ et $P_1 > P_0$), associée aux ondes de détonations (I).
- la zone d'expansion ($v_1 > v_0$ et $P_1 < P_0$), associée aux ondes théoriques planes de déflagrations (II).
- la zone non physique (NP) où $\frac{dP_1}{dv_1} > 0$.

On définit ensuite la relation d'Hugoniot à partir du bilan (2.18) en éliminant la vitesse matérielle u_1 et la célérité D à l'aide des bilans de masse (2.16) et de quantité de mouvement (2.17) :

$$e_{i1} - e_{i0} = \frac{1}{2}(P_1 + P_0)(v_0 - v_1) \quad (2.24)$$

Puis en éliminant l'énergie interne de la relation d'Hugoniot (2.24) l'aide de l'équation d'état des gaz, on obtient l'équation de la courbe de Crussard (**C**) (ou d'Hugoniot (**H**) si $q = 0$), soit par exemple, pour le gaz idéal (2.21) :

$$\text{(C):} \quad \frac{P_1}{P_0} = \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} - \frac{v_1}{v_0} + 2 \cdot \frac{q}{P_0 \cdot v_0}}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \cdot \frac{v_1}{v_0} - 1} \quad (2.25)$$

(**C**) est l'ensemble des états thermodynamiques réalisables derrière une discontinuité hydrodynamique totalement réactive se propageant sur un état initial donné (P_0, v_0). La solution des lois de conservation se trouve à l'intersection de la droite de Rayleigh-Michelson (**RM**) et la courbe de Crussard (**C**) (Fig. 2.1). Il existe trois solutions selon la valeur de D :

- Si $D > D_{CJ}$, il existe alors deux solutions, l'une forte (S, subsonique aval, $M_1 < 1$) et l'autre faible (W, supersonique aval, $M_1 > 1$). Seule la solution forte S est physique.
- Si $D = D_{CJ}$, il existe une solution unique. La détonation est alors sonique par rapport

à l'aval (CJ, $M_1 = 1$, condition de Chapman-Jouguet) ; la discontinuité est indépendante de l'état des gaz brûlés, autonome et se propage à la célérité D_{CJ} .

- Si $D < D_{CJ}$, il n'y a pas de solution, c'est-à-dire pas d'intersection entre la droite (RM) et la courbe (C).

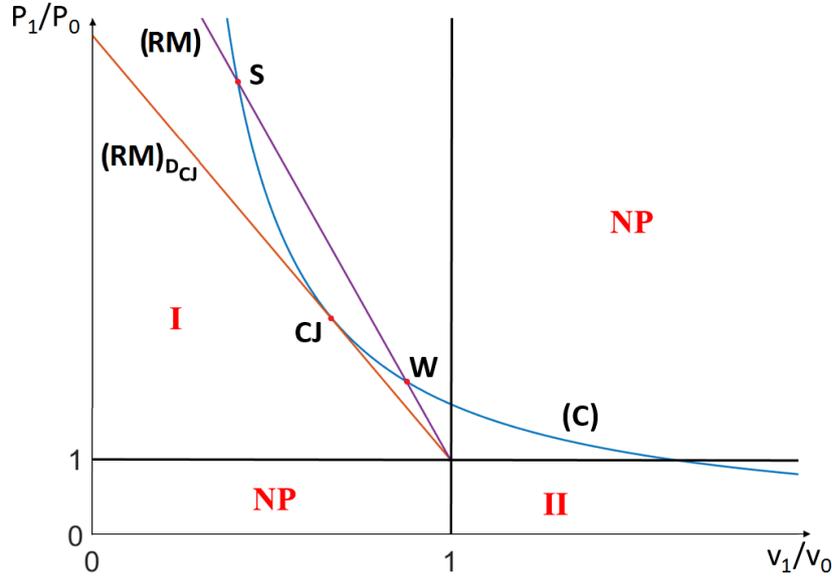


FIGURE 2.1 – Droite de Rayleigh-Michelson (RM) et courbe de Crussard (C) dans le plan $P-v$.

2.2.2 Écoulement des produits de détonation : détente de Taylor-Zel'dovich

En 1942 et 1950, respectivement, Zel'dovich [121] et Taylor [111], ont décrit indépendamment l'écoulement instationnaire des produits derrière un front de détonation CJ. L'écoulement derrière un tel front de célérité constante est homentropique, c'est-à-dire que toutes les particules matérielles successivement mises en mouvement transportent la même entropie, égale à celle déterminée par l'état constant derrière le front. La méthode des caractéristiques [36] conduit à observer que l'écoulement est alors du type onde simple : les trajectoires acoustiques issues du front CJ transportent le même invariant de Riemann $\Gamma^- = u - 2c/(\gamma - 1)$ ce qui implique que celles allant dans le même sens de propagation que le front sont des droites. L'écoulement est donc auto semblable et la variable de similitude est $z = x/D_{CJ}t$, ce qui donne :

$$\begin{aligned} \frac{u(z)}{D_{CJ}} &= \frac{1}{\gamma + 1} (2z - (\gamma - 1)\Gamma^-) & \frac{c(z)}{D_{CJ}} &= \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} (z + \Gamma^-) \\ \frac{P(z)}{P_{CJ}} &= \frac{c(z)^{\frac{2}{\gamma-1}}}{c_{CJ}^{\frac{2}{\gamma-1}}} & \frac{v(z)}{v_{CJ}} &= \frac{c(z)^{\frac{2}{1-\gamma}}}{c_{CJ}^{\frac{2}{1-\gamma}}} \end{aligned}$$

avec x la position dans le repère du laboratoire et t le temps. Ainsi, pour $z = 1$, cette solution, dite de Taylor-Zel'dovich (TZ), donne l'état CJ, e.g., (2.19) et (2.20). Elle montre ainsi que le temps de relaxation de la pression derrière une onde de détonation CJ est non

négligeable (environ la moitié du temps nécessaire à la détonation pour atteindre une position donnée) à l'inverse du temps de montée. Cette différence entre ces deux temps est l'une des caractéristiques expérimentales d'une détonation.

2.2.3 La zone de réaction de Zel'dovich-Von Neumann-Döring

Le modèle de détonation ZND complète celui de Chapman-Jouguet. Il est fondé sur la description de la structure du front de détonation proposé par Vieille [113] en 1900. Dans ce modèle les réactions chimiques ne sont pas instantanées, comme pour le modèle CJ, mais réalisées dans une zone de combustion d'épaisseur non nulle soutenant une onde de choc inerte. La modélisation de cette structure est attribuée collectivement à Zel'dovich [122], Von Neumann [116] et Döring [41], respectivement en 1940, 1942 et 1943. L'hypothèse fondamentale de ce modèle, dit ZND, est que l'écoulement est stationnaire dans la zone de réaction. Ainsi, les variables g ne sont plus fonction que de la distance au choc z , soit :

$$\begin{cases} g(x, t) = g(z) \\ z = \int_0^t D dt - x \end{cases} \quad (2.26)$$

Les gaz à l'état 0 subissent une compression adiabatique les menant à l'état choqué, dit de Von-Neumann (VN). Le choc élève la température et la pression, ce qui conduit au déclenchement des réactions chimiques. Dans les gaz, la libération d'énergie survient après un délai générant une zone dite d'induction. La décomposition chimique se poursuit dans l'écoulement stationnaire jusqu'à satisfaire les conditions aux limites de raccordement avec l'écoulement des produits, e.g., les solutions CJ ou solution forte (Strong) (S) (Section 2.2.1).

Modèle plan

Pour décrire la zone de réaction derrière le choc plan de vitesse D , on simplifie les lois de bilan (2.1) à (2.5) en utilisant l'hypothèse de stationnarité (2.26). Nous arrivons au système d'équations différentielles ordinaires du 1^{er} ordre :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{du}{dz} = - \frac{\sigma \cdot \mathbf{w}}{1 - M^2} \end{array} \right. \quad (2.27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dP}{dz} = - \frac{D - u}{v} \frac{\sigma \cdot \mathbf{w}}{1 - M^2} \end{array} \right. \quad (2.28)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dv}{dz} = \frac{v}{(D - u)} \frac{\sigma \cdot \mathbf{w}}{1 - M^2} \end{array} \right. \quad (2.29)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\mathbf{Y}}{dz} = \frac{\mathbf{w}}{D - u} \end{array} \right. \quad (2.30)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dt}{dz} = \frac{1}{D - u} \end{array} \right. \quad (2.31)$$

où σ est le vecteur des coefficients de thermicité, w le vecteur des termes sources chimiques, $M = (D - u)/c$ le nombre de Mach de l'écoulement relatif au choc, c la vitesse du son dans les gaz brûlés de composition figée et t le temps nécessaire à une particule fluide pour parcourir la distance entre le choc et le point de la zone de réaction considéré, de position z . Le système peut donc être décrit comme un problème aux conditions initiales avec l'état au choc (VN) définissant les variables au début de l'intégration :

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{g}}{dz} = \mathbf{G}(\mathbf{g}, D) \\ \mathbf{g}(z=0) = \mathbf{g}_{VN}(D) \end{cases} \quad (2.32)$$

où $\mathbf{g} = [u, P, v, t, \mathbf{Y}]$. La célérité D peut être vue comme la valeur propre permettant à la solution du système (2.32) de satisfaire à une condition particulière en fin de réaction. De manière à éviter les dérivées infinies, les solutions physiques sont telles que l'écoulement reste subsonique jusqu'à la fin de la zone de réaction ($w = 0$). La célérité D_{CJ} est la valeur particulière de D déterminée par intégrations successives du système (2.32) et dichotomie jusqu'à satisfaire simultanément aux deux contraintes de sonicité ($1 - M^2 = 0$, c'est-à-dire $u + c = D$) et de thermicité ($\sigma \cdot w = 0$). Une célérité D supérieure à D_{CJ} correspond à une détonation soutenue par un piston de vitesse constante $u_p > u_{CJ}$, où u_p est la valeur de u à réaliser en fin de zone de réactions, i.e. en fin d'intégration.

Ce modèle permet d'obtenir une longueur chimique caractéristique de la zone de réaction l_c correspondant à la distance entre le choc et la zone de combustion. Le critère de début de cette zone le plus souvent utilisé est le lieu de gradient de température maximal. Le schéma de la figure 2.2 représente la structure monodimensionnelle d'une onde de détonation ZND plane.

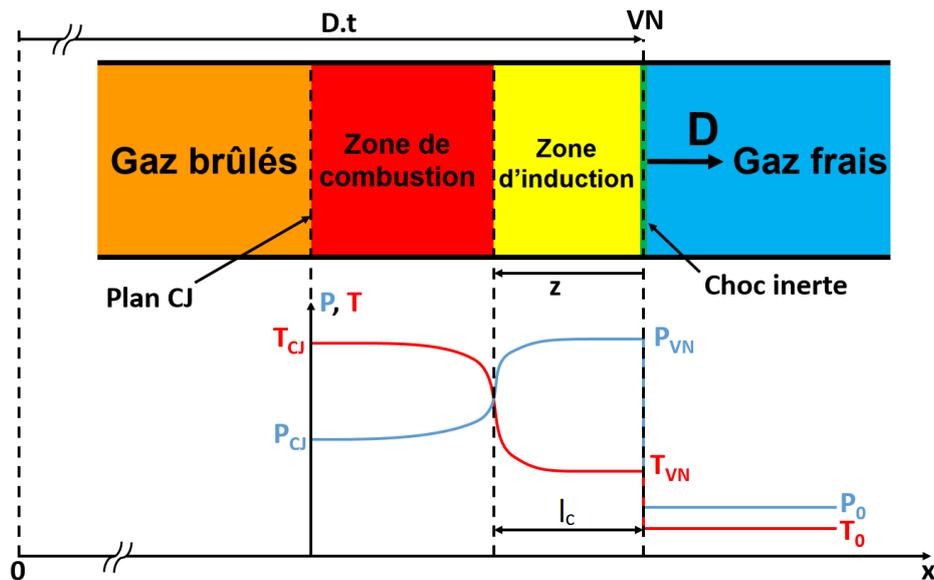


FIGURE 2.2 – Front de détonation ZND ($D = \text{constante} \geq D_{CJ}$) et évolution de la pression P et de la température T derrière celui-ci.

Par exemple, pour l'équation d'état du gaz idéal (2.14), le volume spécifique et la pression du point (VN) sont donnés par :

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{VN(D)} = v_0 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{2M_0^{-2}}{\gamma - 1} \right) \\ P_{VN(D)} = \frac{D^2}{v_0} \frac{2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} M_0^{-2} \right) \end{array} \right. \quad (2.33)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} v_{VN(D)} = v_0 \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{2M_0^{-2}}{\gamma - 1} \right) \\ P_{VN(D)} = \frac{D^2}{v_0} \frac{2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{\gamma - 1}{2\gamma} M_0^{-2} \right) \end{array} \right. \quad (2.34)$$

On notera ainsi que, $P_{VN(D = D_{CJ})} \approx 2P_{CJ}$.

Pour positionner le point VN dans le plan de Clapeyron, on définit la courbe d'Hugoniot (**H**) de la même façon que la courbe de Crussard (Section 2.2.1) en considérant que la discontinuité est non réactive ($q = 0$). Nous avons donc :

$$(\mathbf{H}) : \quad \frac{P_1}{P_0} = \frac{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{v_1}{v_0} - 1}{\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \frac{v_1}{v_0} - 1} \quad (2.35)$$

(**H**) représente l'ensemble des états thermodynamiques réalisables derrière une discontinuité hydrodynamique non réactive se propageant dans un état initial (P_0, v_0) . Pour le cas particulier du choc de la détonation ZND, de célérité D_{CJ} , l'état post-choc correspond à l'intersection entre la courbe d'Hugoniot (**H**) et la droite de Rayleigh-Michelson (**RM**), dans le cas où cette dernière est tangente à la courbe de Crussard (**C**) (Fig. 2.3).

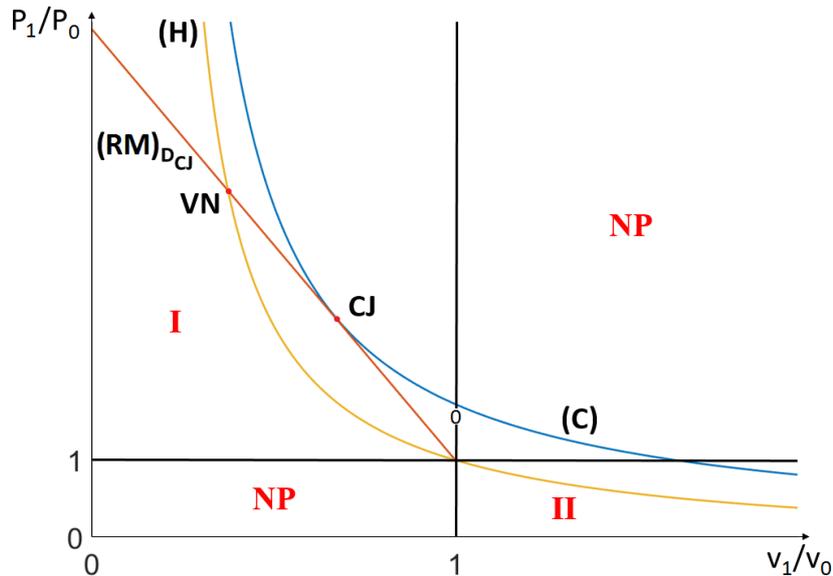


FIGURE 2.3 – Courbe de Hugoniot (**H**), droite de Rayleigh-Michelson (**RM**) et courbe de Crussard (**C**) dans le plan P-v.

La droite (**RM**) correspond à l'ensemble des états thermodynamiques du fluide au cours de sa combustion stationnaire entre l'état (VN) et la fin de la zone de réaction.

2.3 La structure réelle tridimensionnelle de la détonation

Les expériences de Denisov et Troshin [40], en 1959, ont montré que le front de détonation est localement instable. Il est constitué d'un ensemble d'ondes de choc et de combustion à propagations transversale et longitudinale formant une structure tridimensionnelle (Fig. 2.4a). Cette structure est universelle, car présente sur tous les fronts de détonation, autonomes ou soutenus, divergents ou convergents et quelle que soit leur forme (e.g., plane, cylindrique, sphérique). Elle constitue ainsi la signature expérimentale du couplage entre le choc et la combustion pour les détonations dans un milieu gazeux (e.g., Oppenheim [84]). Le front de détonation est ainsi composé d'une alternance d'ondes de choc de type Mach avec la présence d'une onde transverse à leurs points d'interaction, aussi appelés points triples (Fig. 2.4b).

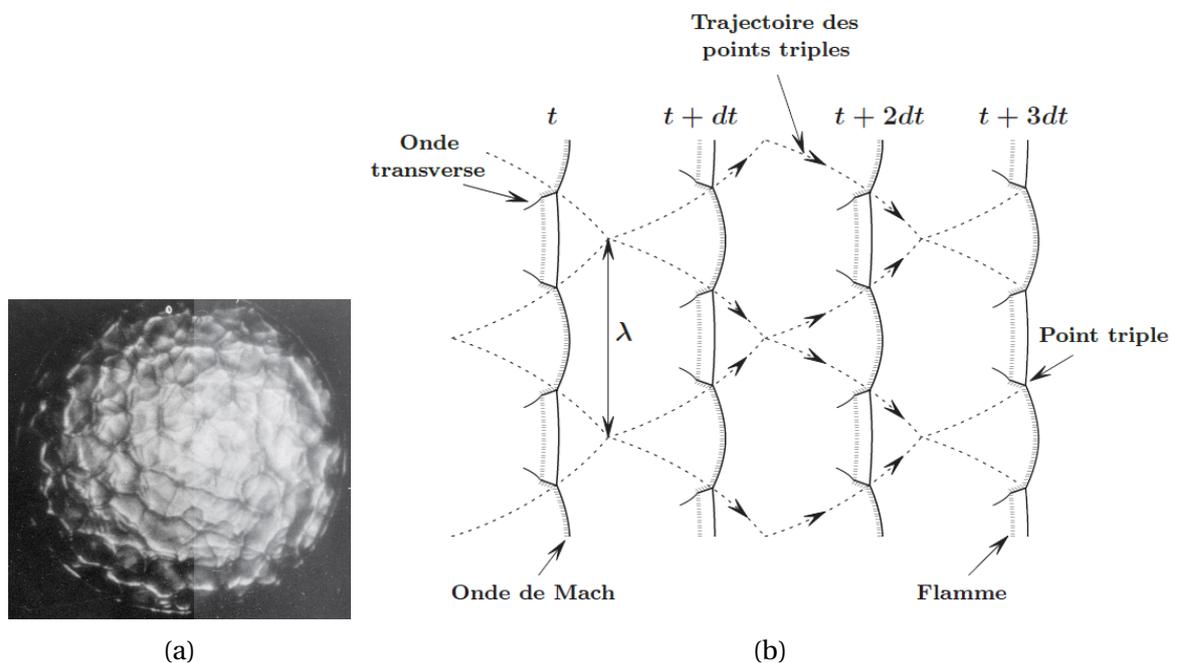


FIGURE 2.4 – (a) Visualisation frontale par caméra rapide de la structure tridimensionnelle de la détonation par un film d'aluminium éclairé [87]; (b) Représentation bidimensionnelle de la structure cellulaire d'un front de détonation [34].

Ces derniers se propagent le long du front de détonation en interagissant les uns sur les autres. À mesure de la propagation du front, leurs trajectoires projetées sur un plan vont dessiner un maillage formé de losanges appelés cellules de détonation dont la largeur moyenne est notée λ . En moyenne, la vitesse d'un front de détonation tridimensionnel correspond à celle prédite par les modèles CJ et ZND. Expérimentalement les cellules de détonation sont caractérisées en utilisant une plaque de verre ou de métal poli couverte d'un fin dépôt de carbone. Les points triples vont éroder les particules de suie et laisser une trace de leur trajectoire sur la plaque permettant ainsi la mesure de leurs dimensions. La largeur moyenne de la cellule de détonation permet de caractériser la sensibilité d'un mélange réactif : plus λ est petite plus la détonabilité du mélange est considérée comme grande, et ce qui constitue un critère plus favorable à la transition ou à la pro-

pagation d'une détonation dans un dispositif de dimension transverse suffisante ($\geq 5\lambda$). La largeur de cellule λ dépend de la composition du mélange considéré et de son état initial (P_0, v_0). La Figure 2.5 donne par exemple l'évolution de λ en fonction de la richesse ER pour un mélange d'éthylène et d'air qui sera le carburant utilisé pour les essais menés au cours de ce travail. Pour une dilution et une pression initiale fixées, λ passe par un minimum aux alentours de $ER \approx 1.1$ et augmente à mesure que l'on s'éloigne de cette valeur avec une augmentation plus rapide vers les mélanges pauvres (Fig. 2.5). D'autre part, l'augmentation de la pression initiale du mélange permet de diminuer λ tel que $\lambda \propto P^{-1.1}$. Dans les mélanges dilués par un gaz inerte, azote ou argon par exemple, on observe que λ augmente avec la dilution.

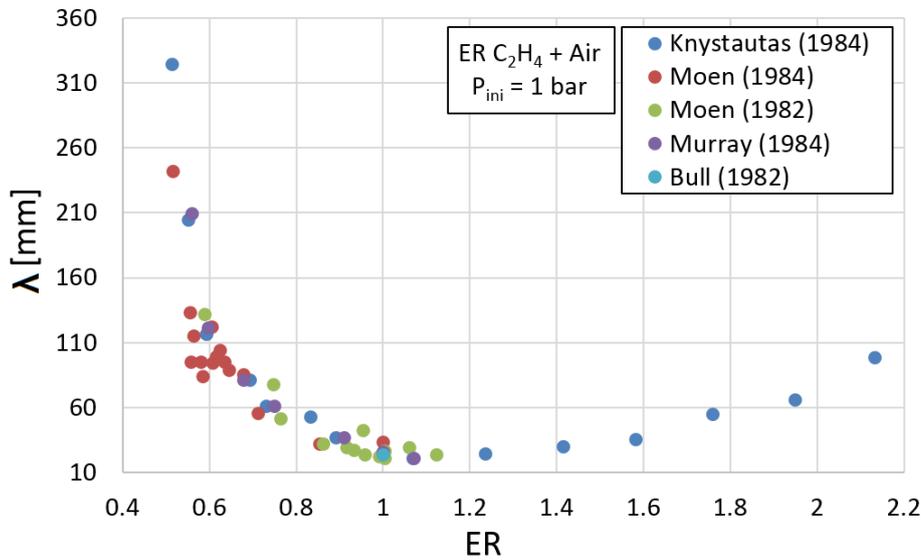


FIGURE 2.5 – λ en fonction de la richesse ER pour un mélange d'éthylène et d'air [58].

A la suite des travaux initiaux de Shchelkin et Troshin [99], en 1965, de nombreuses études montrent que la largeur moyenne de la cellule de détonation est proportionnelle à la longueur caractéristique (l_c) du modèle ZND définie comme la distance séparant le choc de la zone de combustion (Section 2.2.3).

$$\lambda = k l_c \text{ avec } k \in [15; 50] \quad (2.36)$$

Le facteur k n'est pas universel, car il peut varier significativement pour un même couple combustible/oxydant selon les conditions initiales [50]. D'autre part, lorsque les dimensions du confinement sont proches de λ , la structure de l'onde s'adapte à ce dernier et bifurque vers des modes de propagations dits marginaux, comme la détonation hélicoïdale [33]. Pour des tubes de section circulaire, le diamètre minimum est approximé par [69] :

$$\varnothing \geq \frac{\lambda}{\pi} \quad (2.37)$$

Pour les tubes de section rectangulaire $l \times h$, Vasil'ev [112] donne :

$$d \geq \frac{r+1}{2\pi} \lambda \quad (2.38)$$

avec $d = \min(l, h)$ la plus petite dimension transverse et $r = \frac{l}{h}$. Ces critères fixent les dimensions minimales d'un confinement permettant de propager une détonation non marginale à partir des conditions initiales du mélange réactif utilisé.

2.4 Travail de la compression induite par une discontinuité hydrodynamique

Fickett et Davis [43] décrivent une méthode permettant de calculer le travail de la compression induite par une discontinuité hydrodynamique, réactive ou non. Ils considèrent un cylindre vertical de longueur et de section unitaires rempli d'un mélange gazeux à l'état initial 0 avec un piston mobile à l'une des extrémités, l'autre étant fermée. Ils supposent que les matériaux confinants sont rigides, sans masse et non-conducteurs de chaleur. Le piston est alors mis en mouvement à une vitesse constante u_1 . Nous considérons alors qu'il se crée immédiatement une onde de choc, ou de détonation si le mélange est réactif, de célérité constante D_1 fonction de u_1 (Section 2.2.1). Lorsque la discontinuité atteint l'extrémité fermée, le piston est bloqué et on laisse le cylindre se déplacer vers le haut jusqu'à ce que la décélération de la gravitation ramène sa vitesse à zéro. Le piston aura alors parcouru une distance u_1/D_1 en exerçant une force P_1 et fourni à la masse de gaz ρ_0 le travail massique W_p donné par :

$$W_p = \frac{P_1 u_1}{\rho_1 D_1} \quad (2.39)$$

et la loi de conservation de la quantité de mouvement (2.17) conduit à :

$$W_p = \frac{P_1 u_1^2}{(P_1 - P_0)} \quad (2.40)$$

Le travail associé à la variation de l'énergie cinétique par unité de masse de gaz pendant la phase de déplacement du piston est donné par :

$$W_g = -\frac{1}{2} u_1^2 \quad (2.41)$$

C'est une quantité négative, car elle représente le travail fourni par le piston. Ainsi, le travail de la compression induite par une discontinuité hydrodynamique, réactive ou non, qui fait passer un mélange de l'état 0 vers l'état 1 est donné par :

$$W_{0 \rightarrow 1} = W_p + W_g = \frac{(P_0 + P_1)(v_0 - v_1)}{2} \quad (2.42)$$

C'est-à-dire, comme attendu, la variation de l'énergie interne par unité de masse induite par l'onde de choc, selon la relation d'Hugoniot (2.24).

La Figure 2.6 montre l'évolution du travail d'un front de détonation CJ se propageant dans un mélange d'éthylène, d'oxygène et d'azote en fonction de la richesse ER. Les différentes courbes correspondent à différentes fractions molaires β d'azote dans l'oxydant défini par :

$$\beta = \frac{[N_2]}{[N_2] + [O_2]} \quad (2.43)$$

Le travail de la détonation CJ augmente lorsque β diminue. Il est de 310 kJ/kg pour $\beta = 0.79$ (soit de l'air) et monte jusqu'à 625 kJ/kg pour $\beta = 0$ (soit de l'oxygène pur) dans le cas d'un mélange stœchiométrique. Pour les mélanges avec des taux d'oxygène élevés (i.e., $\beta = 0, 0.3$ et 0.5), le travail va augmenter avec la richesse. Par contre, lorsque l'air est utilisé comme oxydant, cette augmentation n'est valable que pour des valeurs de ER inférieures à environ 1.3. Au-delà, le travail du front de détonation va diminuer avec l'augmentation de la richesse.

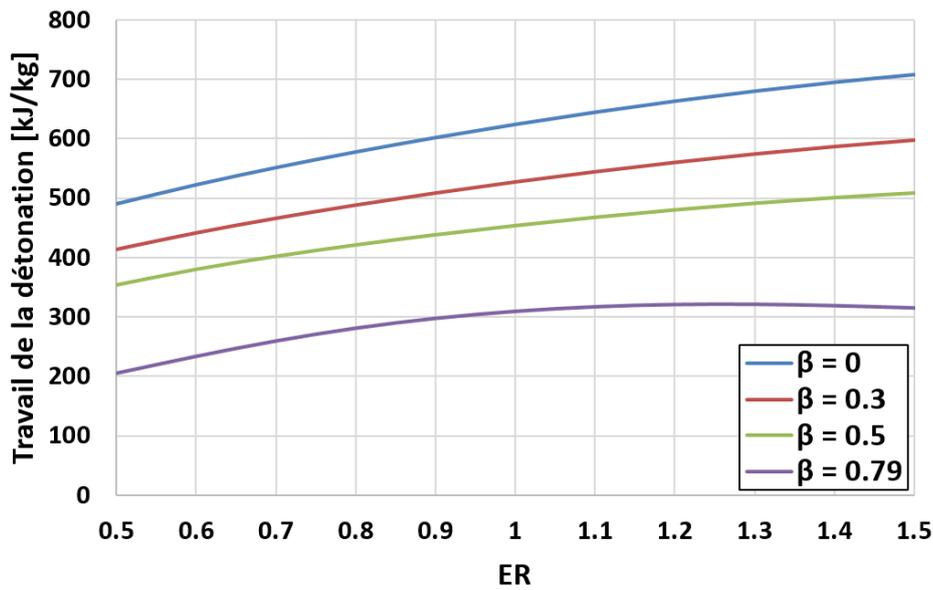


FIGURE 2.6 – Travail d'une détonation CJ en fonction de la richesse ER pour un mélange stœchiométrique d'éthylène, d'oxygène et d'azote aux CAPT, pour différentes fractions molaires d'azote β dans l'oxydant.

2.5 Cycles idéal et réels : les rendements du RDE

Le cycle idéal de Fickett-Jacobs décrit le cycle thermodynamique idéal d'un moteur utilisant la détonation comme mode de combustion. Cependant, dans un RDE, comme nous venons de le décrire dans la Section 1.3.3, la propagation de la détonation et l'expansion latérale de ses produits entraînent la formation d'un choc oblique, ou choc induit, attaché ou non au front de détonation. Le contact direct entre le mélange frais et les produits de détonation peut aussi induire une combustion partielle de la couche de gaz frais par déflagration.

2.5.1 Cycles thermodynamiques décrits dans un RDE

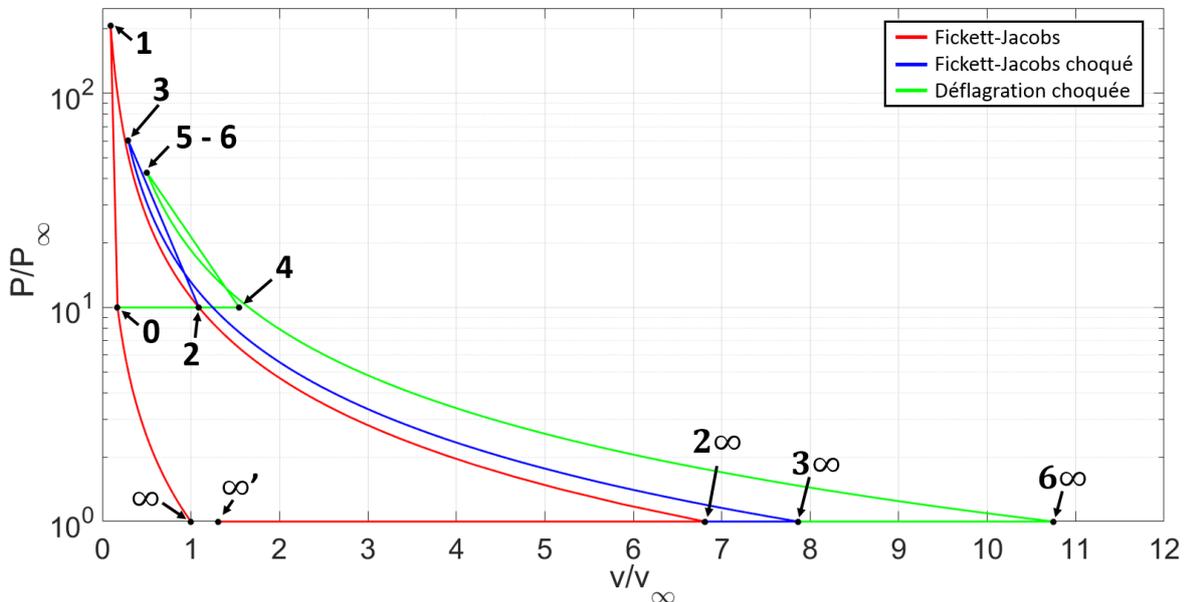


FIGURE 2.7 – Cycles thermodynamiques de Fickett-Jacobs (rouge), de Fickett-Jacobs choqué (bleu) et de déflagration choquée (vert) dans le diagramme de Clapeyron adimensionné par les conditions en entrée du cycle, pour un mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène avec un rapport de compression initial de 10 (les calculs ont été réalisés en considérant un choc induit normal à l'écoulement).

Suivant leurs positions initiales par rapport au front de détonation dans la couche de mélange, les particules de gaz ne suivent pas le même cycle thermodynamique :

- celles passant par la détonation mais pas par le choc induit suivent le cycle de Fickett-Jacobs, représenté sur la Figure 2.7 par la courbe rouge, soit $(\infty \rightarrow 0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 2^\infty \rightarrow \infty')$.
- celles passant par la détonation et le choc induit suivent un cycle de Fickett-Jacobs modifié que nous appellerons "Fickett-Jacobs choqué", représenté sur la Figure 2.7 par la courbe rouge jusqu'à l'état 2 et la bleu pour la fin du cycle, soit $(\infty \rightarrow 0 \rightarrow 1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 3^\infty \rightarrow \infty')$.

— celles passant par la déflagration et le choc induit suivent un cycle que nous appellerons "déflagration choquée", représenté sur la Figure 2.7 par la courbe rouge jusqu'à l'état 0 et la verte pour la fin du cycle, soit ($\infty \rightarrow 0 \rightarrow 4 \rightarrow 5 \rightarrow 6 \rightarrow 6\infty \rightarrow \infty'$).

Afin de décrire l'impact du choc induit et de la déflagration sur le rendement d'un RDE, on utilise un modèle analytique sans dimension (0D) de RDE utilisant une structure simplifiée des fronts de détonation rotatifs et permettant de calculer les états thermodynamiques successifs pour des cycles de Fickett-Jacobs, de Fickett-Jacobs choqué et de déflagration choquée. Les calculs des différents états thermodynamiques et des travaux associés de ce modèle sont plus détaillés dans l'annexe C. La Figure 2.8 donne un schéma de ce modèle, avec la structure des fronts de détonation rotatifs ainsi que les emplacements des différents états thermodynamiques considérés. Le moteur modélisé comporte un étage de compression et un étage de détente situés en amont et en aval de la chambre de détonation. L'étage de compression est défini par le rapport $\Pi = \frac{P_0}{P_\infty}$.

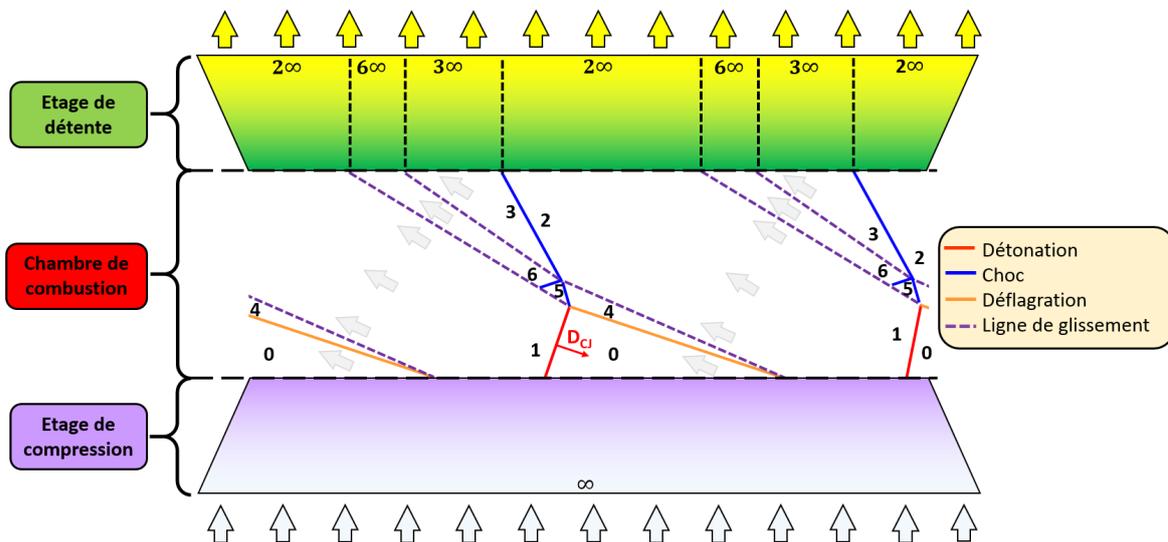


FIGURE 2.8 – Descriptif du modèle analytique 0D du RDE.

Cependant, dans certains cas, en particulier pour les valeurs de Π faibles, il est impossible de satisfaire aux conditions de raccordement des lignes de glissement derrière le choc induit pour la structure simplifiée de la détonation rotative considérée (Fig. 2.8). Pour l'instant, aucune solution probante n'a été trouvée afin de résoudre ce problème. De manière à nous affranchir de cet obstacle et de pouvoir qualifier l'effet du choc induit et de la déflagration sur les rendements thermodynamiques d'un RDE, nous avons choisi de considérer le choc comme normal à l'écoulement (comme le front de détonation) et non plus oblique.

Nous avons estimé le cycle réel de ce RDE comme une moyenne pondérée des rendements des trois cycles thermodynamiques décrits plus haut, chacun associé à une trajectoire différente des particules selon leur position initiale dans le fond de la couche de mélange.

Ces trajectoires sont :

- Le passage par l'étage de compression ($\infty \rightarrow 0$) suivi d'une combustion par détonation CJ ($0 \rightarrow 1$) après laquelle les produits sont détendus ($1 \rightarrow 2\infty$) puis refroidi de manière isobare ($2\infty \rightarrow \infty'$). Cette trajectoire est associée au cycle de Fickett-Jacobs.
- Le passage par l'étage de compression ($\infty \rightarrow 0$) suivi d'une combustion par détonation CJ ($0 \rightarrow 1$) après laquelle les produits sont détendus jusqu'à une pression ($1 \rightarrow 2$) égale à celle dans la couche de gaz frais (P_0). Ils sont ensuite comprimés par le choc induit ($2 \rightarrow 3$) puis détendus et refroidis ($3 \rightarrow 3\infty \rightarrow \infty'$). Cette trajectoire est associée au cycle de Fickett-Jacobs choqué.
- Le passage par l'étage de compression ($\infty \rightarrow 0$) suivi d'une combustion isobare au niveau de l'interface entre les gaz frais et brûlés ($0 \rightarrow 4$). Ensuite, une série de deux ondes de choc obliques permet d'équilibrer les gaz avec ceux issus de la détonation et du choc induit ($4 \rightarrow 5 \rightarrow 6$). Dans l'hypothèse du choc oblique normal, ces deux derniers états sont confondus. Les gaz sont enfin détendus et refroidis ($6 \rightarrow 6\infty \rightarrow \infty'$). Cette trajectoire est associée au cycle de déflagration choquée.

Le rendement thermodynamique η d'un cycle s'écrit :

$$\eta = \frac{W}{q} \quad (2.44)$$

avec W le travail du cycle et q la chaleur spécifique de réaction. Les résultats présentés dans la suite ont été obtenus avec le mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène.

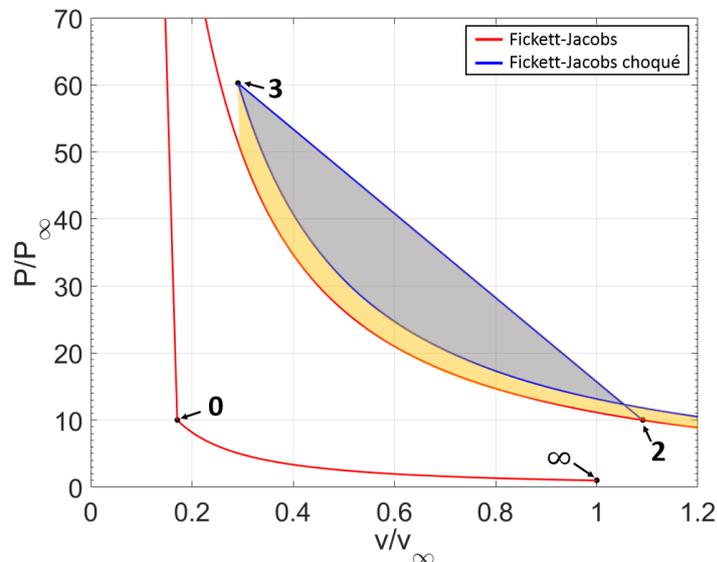


FIGURE 2.9 – Zoom sur les cycles thermodynamiques de Fickett-Jacobs (courbe rouge) et de Fickett-Jacobs choqué (courbe bleue), pour le mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène avec un rapport de compression initial de 10.

Pour ce qui est de l'effet du choc induit, la Figure 2.9 montre que le travail de ce dernier, entre les abscisses v_2/v_∞ et v_3/v_∞ , est supérieur à celui de la détente des gaz choqués pour les mêmes abscisses. Le travail du choc étant positif ($v_3 < v_2$), la zone grisée

sur la Figure 2.9 représente le travail perdu par rapport au cycle idéal de Fickett-Jacobs. Dans le cas d'un choc induit oblique, les sauts de pression et de volume massique seront plus faibles que dans le cas d'un choc induit droit. Cela implique alors que le travail perdu par rapport au cycle idéal est alors plus faible pour un choc induit oblique, soit un travail du cycle complet plus grand. Ainsi, l'hypothèse du choc induit normal permet de calculer le rendement le plus faible associé au cycle de Fickett-Jacobs choqué. La zone jaune représente le travail de détente gagné par rapport au cycle de Fickett-Jacobs idéal mais il n'est pas suffisant pour compenser celui perdu par le choc induit. Le travail et par conséquent le rendement du cycle de Fickett-Jacobs choqué seront plus faibles que celui du cycle idéal.

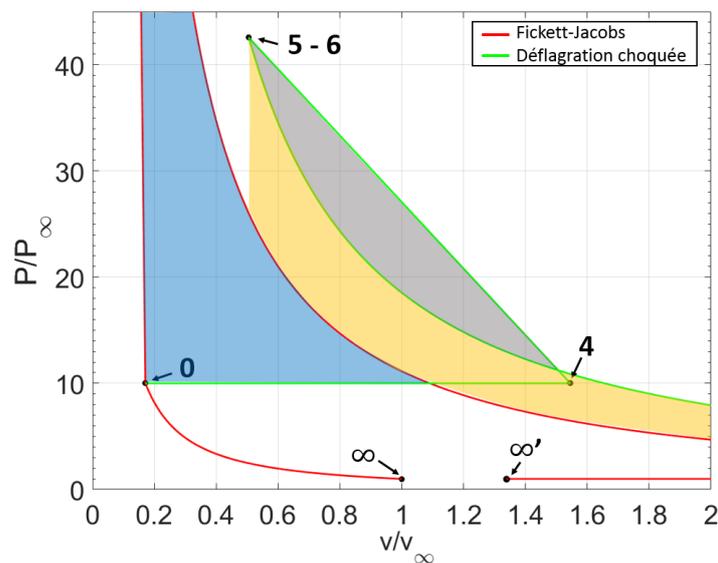


FIGURE 2.10 – Zoom sur les cycles thermodynamiques de Fickett-Jacobs (courbe rouge) et de déflagration choquée (courbe verte), pour le mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène avec un rapport de compression initial de 10.

Pour ce qui est de l'effet de la déflagration associée au choc induit, la Figure 2.10 montre que sa présence réduit le travail apporté par la phase de gain de pression du cycle de Fickett-Jacobs (zone bleue, Fig. 2.10). Le passage par le choc induit, de la même manière que pour le cycle de Fickett-Jacobs choqué, engendre une perte (zone grisée, Fig. 2.10) et un gain (zone jaune, Fig. 2.10) de travail par rapport au cycle idéal. Comme pour le cycle de Fickett-Jacobs choqué, l'utilisation de l'hypothèse du choc induit normal permet de calculer le rendement le plus faible associé au cycle de déflagration choqué. Le cycle de déflagration choquée correspondant à un cycle isobare pour lequel une onde de choc induit est présente juste après la phase de combustion, la perte de travail engendrée par l'onde de choc n'est pas compensée par le gain de pression avant la détente. Ainsi, ce cycle possède un rendement inférieur à celui du cycle isobare.

2.5.2 Calcul des rendements

La Figure 2.11a représente l'évolution des rendements thermodynamiques des cycles isobare (Brayton-Joule), isochore (Humphrey), de Fickett-Jacobs, de Fickett-Jacobs choqué et de déflagration choquée en fonction du rapport de compression initial Π . La combustion par détonation visant à terme à remplacer celle isobare dans les turbines à gaz, on cherche à évaluer le gain de rendement du RDE possible par rapport à cette dernière. Ainsi, la Figure 2.11b représente la différence entre les rendements thermodynamiques des cycles de Fickett-Jacobs, de Fickett-Jacobs choqué, de déflagration choquée et le rendement du cycle isobare en fonction de Π .

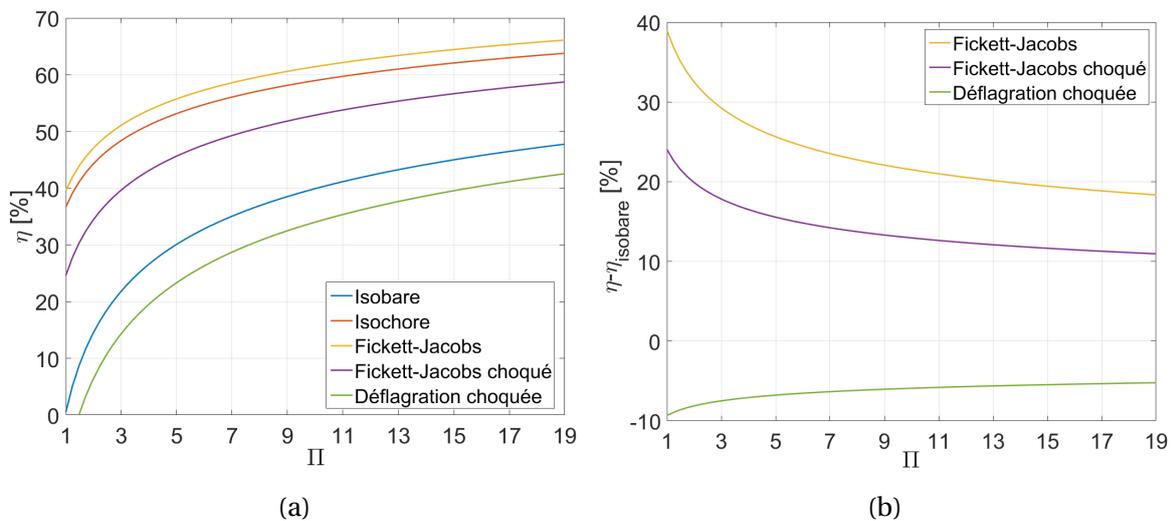


FIGURE 2.11 – Rendements des cycles thermodynamiques de Fickett-Jacobs, Fickett-Jacobs choqué, déflagration choquée, isochore et isobare (a) et de Fickett-Jacobs, Fickett-Jacobs choqué et déflagration choquée auxquels est soustrait le rendement isobare (b) en fonction du taux de compression initial Π pour le mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène.

D'une manière générale, les rendements des cycles augmentent avec le rapport de compression initial Π . Pour une valeur de Π fixée, les cycles de Fickett-Jacobs et isochore ont des rendements largement supérieurs à celui du cycle isobare. Cependant, la combustion par détonation est légèrement plus efficace que celle à volume constant. Les gains de rendement de la combustion par détonation par rapport au cycle isobare vont diminuer avec Π . Ainsi, un moteur utilisant la détonation au lieu d'une combustion isobare est plus avantageux pour de faibles valeurs de Π , car le rendement du cycle de Brayton-Joule devient proche de zéro lorsque Π tend vers 1 alors que le cycle de Fickett-Jacobs idéal fournit un rendement de 40% pour le même taux de compression. Pour des taux de compression proches de 19, le gain de rendement est d'environ 18%. Un autre avantage des valeurs de Π proches de 1, est qu'elles permettent de limiter la pression maximale (P_1) dans la chambre de combustion. La Figure 2.12 représente l'évolution du rapport entre les pressions des états 1 et ∞ en fonction de Π . On remarque que plus le taux de compression initial du moteur augmente, plus la pression maximale dans la chambre (P_1) augmente. Cela, dans le cas d'un moteur réel, peut entraîner la détérioration voire la destruction des

éléments en aval de la chambre de combustion et en particulier des aubes de turbine dans le cas d'un moteur aérobic.

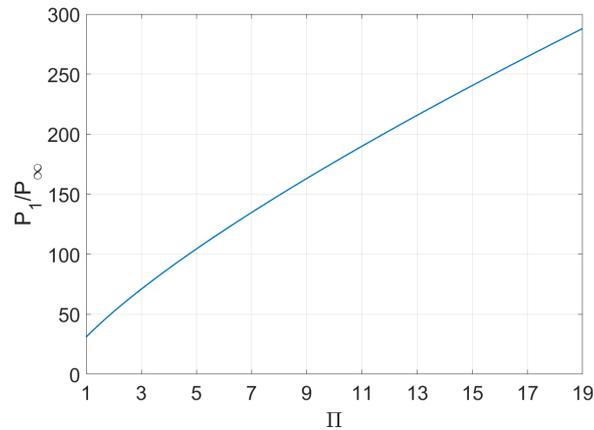


FIGURE 2.12 – Rapport entre les pressions des états 1 et ∞ en fonction du taux de compression initial Π pour le mélange stœchiométrique d'éthylène/oxygène.

Le passage des produits de détonation au travers de l'onde de choc induite entraîne une baisse d'environ 10% du rendement thermodynamique. Ainsi, le rendement du cycle de Fickett-Jacobs choqué est plus faible que celui du cycle isochore mais reste supérieur à celui du cycle isobare. En revanche, les particules de mélange passant par la déflagration puis par le choc induit voient leur rendement baisser de 30% à 50% par rapport à celui du cycle de Fickett-Jacobs idéal, selon Π . Cela correspond à une baisse entre 6% et 9% par rapport au cycle Brayton-Joule.

Ainsi, la présence de l'onde de choc induite et de la déflagration à l'interface gaz frais/brûlés va réduire le rendement total η_{total} du RDE. Nous considérons que ce dernier peut être estimé par une moyenne des rendements des trois cycles thermodynamiques détaillés précédemment pondérée par les fractions des débits massiques concernés, tel que :

$$\eta_{total} = Y_{FJ} \cdot \eta_{FJ} + Y_{FC} \cdot \eta_{FC} + Y_{DC} \cdot \eta_{DC} \quad (2.45)$$

avec Y_{FJ} , Y_{FC} et Y_{DC} les fractions du débit massique total de gaz correspondant respectivement aux cycles de Fickett-Jacobs, de Fickett-Jacobs choqué et de déflagration choquée. η_{FJ} , η_{FC} et η_{DC} sont les rendements thermodynamiques correspondant respectivement aux cycles de Fickett-Jacobs, de Fickett-Jacobs choqué et de déflagration choquée. La Figure 2.13 montre l'évolution de la plage de rendement total supérieur au rendement isobare en fonction de la fraction massique Y_{DC} de gaz réalisant le cycle de déflagration choquée pour plusieurs valeurs de Π .

La baisse de rendement total avec l'augmentation de Y_{DC} est moins importante, lorsque le taux de compression initial Π augmente. Ainsi l'augmentation de Π permet de limiter l'impact de la déflagration entre le mélange frais et les produits de détonation sur le rendement thermodynamique total mais également celui du choc induit. Il est alors

intéressant de noter que le rendement total d'un RDE reste supérieur à celui d'un moteur utilisant une combustion isobare tant que Y_{DC} reste inférieur 0.7. Les simulations numériques de chambres de RDE montrent que le débit de gaz frais consommés par la déflagration est en général inférieur à 15% [49]. D'un point de vue théorique, le moteur à détonation rotative reste plus efficace qu'un système utilisant la combustion à pression constante, mais certains éléments du front de détonation rotatif entraînent une baisse d'efficacité par rapport à un moteur ayant un cycle thermodynamique plus proche de celui de Fickett-Jacobs, i.e., le PDE.

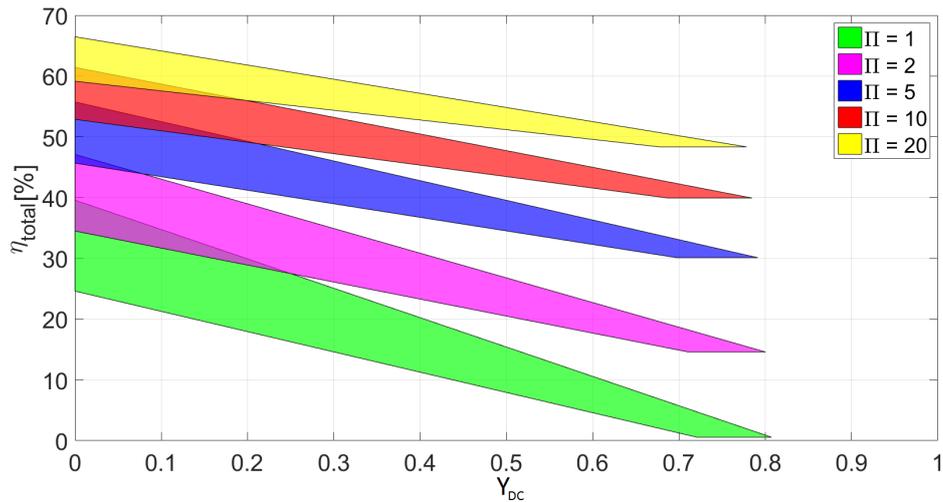


FIGURE 2.13 – Plages de rendement total supérieures au rendement isobare en fonction de Y_{DC} pour $II = 1, 2, 5, 10$ et 20 .

Ainsi, l'avantage principal du RDE est le gain d'efficacité induit par l'utilisation de la combustion par détonation. Cependant, les pertes provoquées par l'onde de choc induite et la déflagration à l'interface doivent être prises en compte afin d'optimiser le rendement total du RDE.

2.6 Calcul de la hauteur du front de détonation

La propagation de la détonation dans la couche de mélange frais admise dans l'espace annulaire nécessite des dimensions minimales de cette dernière. Il s'agit de sa hauteur ainsi que de l'épaisseur correspondant à l'espace entre les parois cylindriques intérieure et extérieure. Ces dimensions doivent contenir un nombre suffisant de cellules de détonation (Section 2.3) pour permettre et maintenir la propagation de la détonation. Nous présentons ici un calcul simple de cette hauteur que nous appellerons h_{deto} . Compte tenu de leurs caractéristiques de propagation particulières, les couches de mélanges des régimes rotatifs et contrarotatifs sont étudiées séparément.

2.6.1 Principe du calcul

Nous considérons que le ou les fronts de détonation se propagent à une vitesse angulaire constante $\dot{\omega} = \frac{2D}{\varnothing_e}$, où D est la célérité de la détonation mesurée le long de la paroi extérieure de diamètre \varnothing_e . Après le passage de la détonation, la surpression engendrée par les gaz brûlés empêche l'injection du mélange frais tant qu'elle reste supérieure à la pression d'injection de celui-ci. La distance dite de "blocage", séparant le front du point où l'injection reprend, est définie par l'arc ω_{blo} . Le front de détonation est considéré comme stationnaire ce qui implique que le point de reprise de l'injection se déplace à la même célérité D que la détonation. En dehors de cette zone, les gaz frais sont injectés normalement au fond de la chambre, à une vitesse $V_{inj} = \frac{\dot{m}_{tot}}{n \cdot \rho_{inj} \cdot S_{inj}}$, avec ρ_{inj} la densité à l'injection, \dot{m}_{tot} le débit massique total et S_{inj} la surface de la portion de la chambre où l'injection est possible (en vert sur la Figure 2.14b). Nous supposons aussi que V_{inj} ne dépend pas de la distance au front et qu'elle est donc la même sur toute la surface d'injection. La prise en compte de ce paramètre nécessite de résoudre la détente des produits derrière le front de détonation avec la méthode des caractéristiques par exemple.

Considérons une particule de mélange injectée dans la chambre à l'instant t_0 au point ω_0 , après un délai $\Delta t = t_1 - t_0$ elle aura parcouru une distance verticale δh à une vitesse V_{inj} . Pendant ce même délai, le point de reprise de l'injection aura parcouru un arc $\delta\omega = \omega_1 - \omega_0$ à une vitesse angulaire $\dot{\omega}$. Nous obtenons alors le système :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta t = \int_0^1 \frac{\delta h_{deto}}{V_{inj}} \\ \Delta t = \int_0^1 \frac{\delta\omega}{\dot{\omega}} = \frac{\varnothing_e(\omega_1 - \omega_0)}{2D} \end{array} \right. \quad (2.46)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta t = \int_0^1 \frac{\delta\omega}{\dot{\omega}} = \frac{\varnothing_e(\omega_1 - \omega_0)}{2D} \end{array} \right. \quad (2.47)$$

où les équations (2.46) et (2.47) représentent respectivement le déplacement de la particule et celui du point de reprise de l'injection.

2.6.2 Cas du régime rotatif

Dans le cas d'un régime rotatif avec n fronts de détonation en rotation dans le même sens dans une chambre d'épaisseur e . La forme de la couche et la répartition des fronts et des gaz en contact avec le fond de la chambre sont illustrées par les Figures 2.14a et 2.14b. Les fronts rotatifs divisent la chambre en sections identiques séparées d'une longueur d'arc de $\omega^* = 2\pi/n$. Nous introduisons le rapport de blocage défini comme le rapport entre la longueur d'arc bloquée ω_{blo} et celle séparant deux fronts successifs ω^* , soit :

$$X = \frac{\omega_{blo}}{\omega^*} \text{ où } X = 1 - \frac{l_{inj}}{l^*} \quad (2.48)$$

avec $l^* = \frac{\pi\phi_e}{n}$ et l_{inj} respectivement les distances entre deux fronts de détonation rotatifs successifs et entre le début de l'injection de gaz frais et le front suivant, le long de la paroi extérieure (Fig. 2.14a).

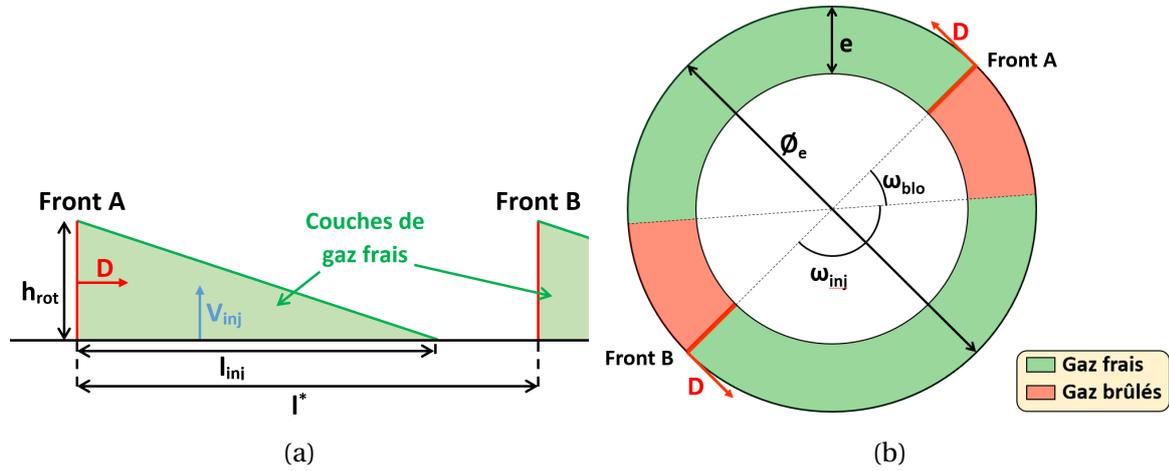


FIGURE 2.14 – (a) Couche de mélange le long de la paroi extérieure et (b) répartition des gaz frais et brûlés sur le fond de la chambre pour un régime rotatif à deux fronts.

Chambres droites

Dans le cas d'une chambre comportant une surface normale à l'injection de section constante, la vitesse d'injection est constante dans toute la couche de mélange. La hauteur de la couche de mélange h_{rot} correspond à la distance parcourue par la particule de mélange pendant le temps nécessaire au point de reprise d'injection pour parcourir l'arc $\omega_{inj} = \frac{2\pi}{n}(1 - X)$. Les équations (2.46) et (2.47) s'écrivent alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta t = \frac{h_{rot}}{V_{inj}} \\ \Delta t = \frac{\phi_e \omega_{inj}}{2D} \end{array} \right. \quad (2.49)$$

$$(2.50)$$

D'où

$$h_{rot} = \frac{V_{inj}\varnothing_e\pi(1-X)}{Dn} = \frac{\dot{m}_{tot}\pi(1-X)\varnothing_e}{S_{inj}\rho_{inj}Dn^2} \quad (2.51)$$

La surface d'injection entre deux fronts s'écrit :

$$S_{inj} = \frac{\pi(1-X)(\varnothing_e - e)e}{n} \quad (2.52)$$

En supprimant S_{inj} de l'équation (2.51), on obtient la hauteur du front de détonation pour un régime rotatif à n fronts en chambre avec un noyau cylindrique :

$$h_{rot} = \frac{\dot{m}_{tot}\varnothing_e}{n\rho_{inj}(\varnothing_e - e)eD} \quad (2.53)$$

Il est intéressant de noter que la hauteur d'un front de détonation rotatif h_{rot} est indépendante du rapport de blocage X . Couramment, l'épaisseur e de la chambre annulaire est négligée par rapport au rayon de courbure $\varnothing_e/2$ de celle-ci [119], soit $\varnothing_e - e \approx \varnothing_e$. L'expression de h_{rot} est alors :

$$h_{rot} = \frac{\dot{m}_{tot}}{n\rho_{inj}eD} \quad (2.54)$$

L'erreur relative associée à cette approximation s'écrit :

$$\delta_{h_{rot}} = \frac{e}{\varnothing_e} \quad (2.55)$$

L'évolution de cette erreur relative est représentée sur la Figure 2.15 en fonction du diamètre extérieur pour les deux épaisseurs utilisées dans ce travail, soit 5 mm et 10 mm, et pour l'épaisseur du RDE de Frolov et al. [45], soit 24 mm, lequel est l'un des plus grands RDE en fonctionnement à notre connaissance. Dans notre cas, les erreurs sont respectivement de 8.3% et 14.3% et dans le cas de Frolov et al., elle est de 6.2%. Il est intéressant de noter que l'erreur relative maximale est de 50% ce qui correspond, pour un diamètre extérieur donné, à une épaisseur $e = \varnothing_e/2$, soit une chambre creuse. Dans tous les cas, le calcul des hauteurs des fronts détonation précédent n'est valide que si l'on peut supposer que le mélange est injecté sur toute la surface du fond de la chambre, ce qui n'est pas le cas des chambres creuses où les détonations rotatives se propagent le long des parois extérieures.

Chambres en expansion

Le calcul précédent de la hauteur du front de détonation n'est valable que pour des chambres avec une vitesse d'injection constante sur toute la hauteur. Ce qui n'est pas le cas des chambres annulaires possédant une surface normale à l'injection en expansion. Le montage expérimental utilisé dans ce travail utilise des noyaux coniques afin d'augmenter la section de la chambre. Ainsi, l'épaisseur du canal dépend alors de la distance au fond de la chambre h , et la vitesse d'injection $V_{inj}(h)$ s'exprime alors par :

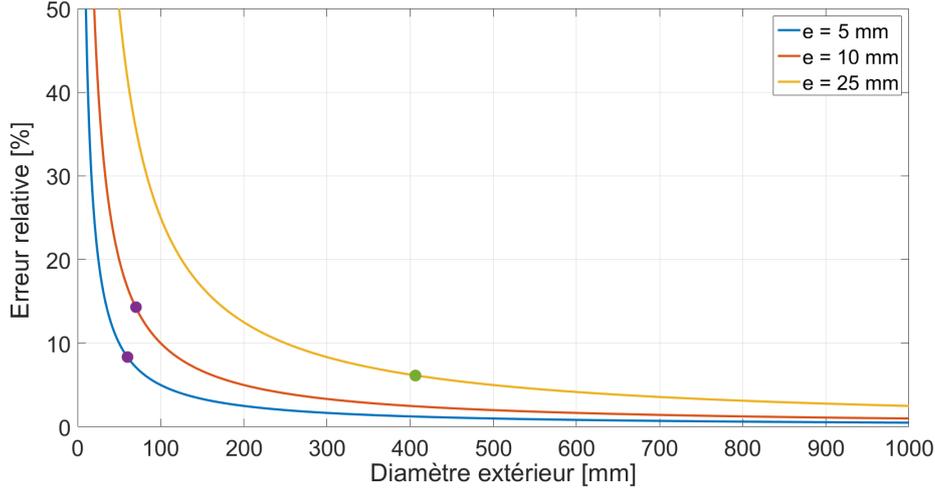


FIGURE 2.15 – Erreur relative de la hauteur du front de détonation en fonction du diamètre extérieur. Les points violets correspondent aux configurations utilisées dans ce travail ($\varnothing_e = 60$ mm/ $e = 5$ mm et $\varnothing_e = 70$ mm/ $e = 10$ mm), le point vert correspond au RDE utilisé par Frolov et al. [45] ($\varnothing_e = 406$ mm/ $e = 25$ mm).

$$V_{inj}(h) = \frac{\dot{m}_{tot}}{\rho_{inj}\pi(1-X)(\varnothing_e - e(h))e(h)} \quad \text{avec :} \quad e(h) = e + h \cdot \tan(\alpha) \quad (2.56)$$

avec α le demi-angle au sommet du noyau conique de la chambre et e l'épaisseur du canal dans le fond de celle-ci. La particule de mélange va donc mettre un temps Δt entre les instants t_0 et t_1 , durant lequel elle est injectée puis brûlée, ce qui correspond à une hauteur $h_{rot(\alpha)}$ parcourue à une vitesse $V_{inj}(h)$. L'équation (2.46) s'écrit alors :

$$\Delta t = \int_0^1 \frac{dh}{V_{inj}(h)} \quad (2.57)$$

La célérité D du front de détonation ne dépendant pas de h , l'équation (2.47) reste valable pour les chambres en expansion. En supprimant Δt des équations (2.47) et (2.57) et en intégrant, on obtient le polynôme du 3^{ème} degré :

$$-\frac{\tan^2(\alpha)}{3} \cdot h^3 + \frac{\tan(\alpha)}{2} (\varnothing_e - 2e) \cdot h^2 + (\varnothing_e - e) \cdot h - \frac{\dot{m}_{tot}\varnothing_e}{\rho_{inj}nD} = 0 \quad (2.58)$$

Sa résolution permet d'obtenir la hauteur d'un front de détonation $h_{rot(\alpha)}$ dans une chambre en expansion avec un demi-angle au sommet α . Nous pouvons noter que comme le cas des chambres droites, elle reste indépendante du rapport de blocage X . Les Figures 2.16a et 2.16b représentent, respectivement, les évolutions de $h_{rot(\alpha)}$ et de $h_{rot(\alpha)}/h_{rot(0)}$ en fonction de α pour différentes valeurs de débit massique et un front se propageant à $D = 2378$ m/s (soit la célérité CJ pour le mélange $C_2H_4 + 3O_2$ à pression et température ambiantes) dans une chambre de diamètre extérieur $\varnothing_e = 70$ mm et d'épaisseur $e = 10$ mm. La hauteur du front de détonation diminue lorsque le demi-angle au sommet augmente et lorsque le débit massique diminue. L'influence de α sur $h_{rot(\alpha)}$ reste assez limitée pour les valeurs de α que nous avons testées dans nos expériences. La perte de hauteur par rap-

port à une chambre droite ne dépasse pas les 8% pour la plus grande valeur de α testée, soit 14.9° , et pour le débit massique maximal testé, soit 150 g/s.

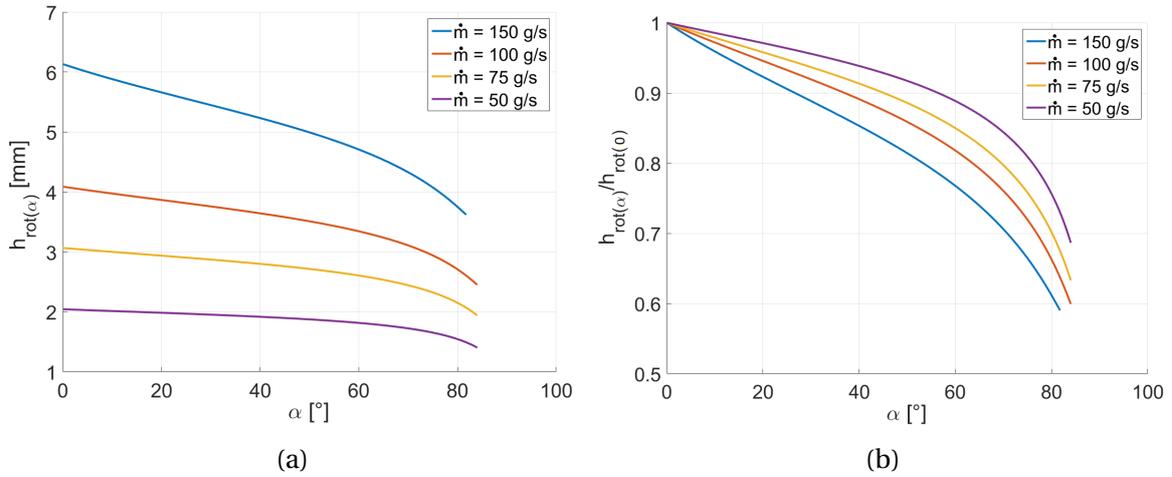


FIGURE 2.16 – Hauteur de mélange (a) non adimensionnée et (b) adimensionnée par $h_{rot(0)}$ en fonction de α avec un front se propageant à $D = 2378$ m/s dans une chambre de diamètre extérieur $\varnothing_e = 70$ mm et d'épaisseur $e = 10$ mm.

Il faut cependant garder à l'esprit que l'hypothèse supposant que la vitesse d'injection reste normale à la surface d'injection n'est valide que pour les petites valeurs de α . En effet, l'écoulement va être dévié radialement dans la zone proche du noyau central et des valeurs de α trop élevées créent également des zones de recirculation non prises en compte dans ce calcul.

2.6.3 Cas du régime contrarotatif

Dans le cas où le régime de propagation est contrarotatif avec un nombre n pair de fronts de détonation dont la moitié se propage dans le sens direct et l'autre moitié dans le sens opposé, la structure de la couche de mélange est différente de celle d'un régime rotatif possédant le même nombre de fronts se propageant tous dans le même sens. Chaque front va alors se propager dans une portion de la chambre d'arc $\omega^* = \frac{2\pi}{n}$ avec, à l'arrière, une zone d'injection bloquée définie par l'arc $\omega_{blo} = X\omega^*$, X étant le rapport de blocage de la surface d'injection. La formation et la consommation de la couche de mélange, sur un arc ω^* compris entre 0 et A , sont schématisées sur la Figure 2.17. Elles comportent quatre phases selon la position ω du front, repérée par rapport à 0, et selon sa direction de propagation, + si ω augmente et - s'il diminue :

- Phase I : $\omega \in [\omega_B; 0]$ et propagation (-). Cette étape commence lorsque le front est à l'abscisse $\omega_B = (1-X)\omega^*$, permettant à l'injection de reprendre au point A, d'abscisse $\omega_A = \omega^*$. Elle finit lorsqu'il entre en collision avec un autre front à la position du point 0. A cet instant, le point de reprise de l'injection C se trouve à un arc $X\omega^*$ du front soit $\omega_C = X\omega^*$.
- Phase II : $\omega \in [0; \omega_D]$ et propagation (+). Pendant cette phase, le front n'a plus accès à la couche de mélange. Sa hauteur est alors pratiquement nulle et sa célérité

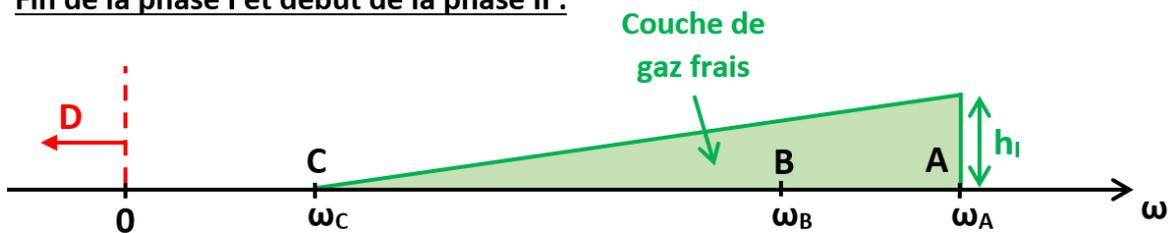
peut être considérée comme invariante en raison de la faible durée de cette étape. D'autre part, au cours de ce intervalle de temps, le front parcourt un arc ω_D et le point de reprise de l'injection parcourt un arc égal à $\omega_C - \omega_D$ à la même célérité D , ce qui donne $\omega_D = \frac{\chi}{2}\omega^*$.

- Phase III : $\omega \in [\omega_D; \omega_C]$ et propagation (+). La fin de cette étape marque le début de la formation d'une nouvelle couche de mélange derrière le front (à la position du point 0).
- Phase IV : $\omega \in [\omega_C; \omega_A]$ et propagation (+). Cette étape se termine par la collision avec un autre front au niveau du point A.

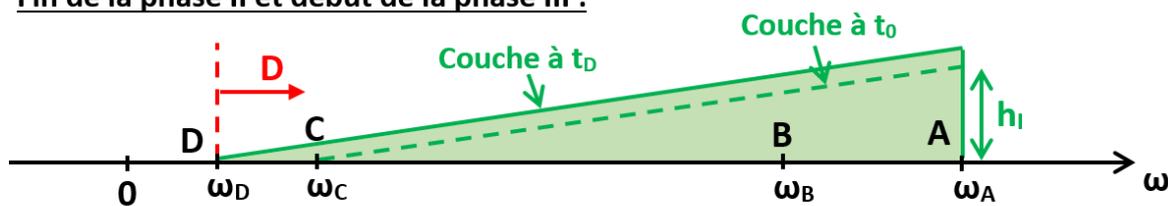
Début de la phase I :



Fin de la phase I et début de la phase II :



Fin de la phase II et début de la phase III :



Phase IV :

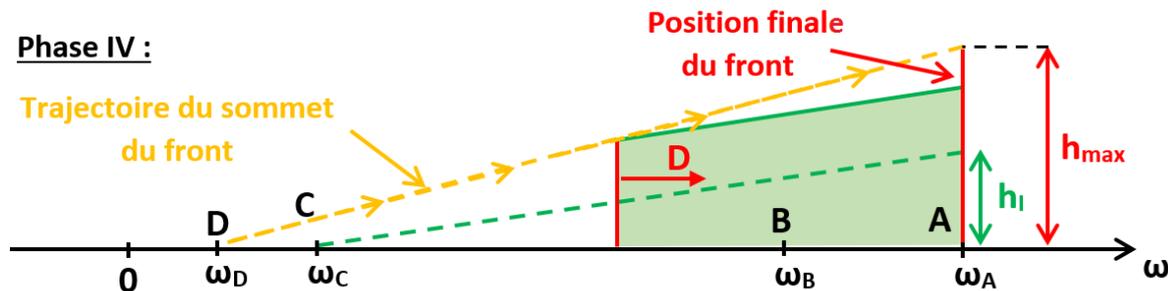


FIGURE 2.17 – Phases de génération de la couche de mélange le long de la paroi extérieure de la chambre pour un régime contrarotatif.

Au cours de sa propagation pendant les phases III et IV, le front consomme la couche formée pendant les phases I et II dont l'épaisseur continue d'augmenter. La hauteur du front sera alors maximale au niveau du point A, à l'instant où il entrera en collision avec un autre front. Cette valeur h_{max} correspond donc à la somme, au point A, des épaisseurs de mélange (h_I , h_{II} , h_{III} et h_{IV}) injectées pendant les quatre phases.

Au cours des phases I et IV, le front se propage à une célérité constante D sur une distance $(1 - X)\omega^*$ et la vitesse d'injection V_{inj} des particules de mélange est constante. Les hauteurs de mélanges s'écrivent donc :

$$h_I = h_{IV} = h_{rot} = \frac{\dot{m}_{tot}\varnothing_e}{n\rho_{inj}(\varnothing_e - e)eD} \quad (2.59)$$

En revanche, pendant les phases II et III, le rapport de blocage va respectivement diminuer linéairement jusqu'à $X/2$ au niveau du point D puis augmenter à nouveau jusqu'à sa valeur d'origine au point C. Cette variation de X entraîne une variation de la surface d'injection et donc de V_{inj} qui dépendra alors de la position du front, soit :

$$V_{inj}(\omega) = \frac{\dot{m}_{tot}}{\rho_{inj}\pi(1 - X(\omega))(\varnothing_e - e)e} \quad (2.60)$$

avec $X(\omega) = X - \frac{\omega}{\omega^*}$ pour la phase II et $X(\omega) = \frac{\omega}{\omega^*}$ pour la phase III.

Au cours d'une petite durée de temps δt , le front parcourt un arc $\delta\omega$ à une vitesse angulaire $\dot{\omega}$ pendant qu'une particule de mélange parcourra une hauteur δh à une vitesse $V_{inj}(\omega)$, soit :

$$\delta h = \frac{\varnothing_e V_{inj}(\omega)}{2D} \delta\omega \quad (2.61)$$

En intégrant l'équation (2.61) entre 0 et ω' (avec $\omega' \in [0; \omega_D]$), on obtient la forme de la couche générée pendant la phase II :

$$h_{II}(\omega') = h_{rot} \cdot \ln \left(\frac{1 - X + \frac{\omega'}{\omega^*}}{1 - X} \right) \quad (2.62)$$

Mais pendant la phase II, le front se propage entre les points 0 et D alors que la couche se forme entre les points D et C. Afin que cette dernière soit correctement localisée, on applique donc le changement de repère suivant $\omega' = \omega - \omega_D$, ce qui donne :

$$h_{II}(\omega) = h_{rot} \cdot \ln \left(\frac{1 - \frac{3}{2}X + \frac{\omega}{\omega^*}}{1 - X} \right) \quad (2.63)$$

L'épaisseur de la couche générée pendant la phase III s'obtient en intégrant l'équation (2.61) entre ω_D et ω (avec $\omega \in [\omega_D; \omega_C]$), mais cette fois il n'y a pas besoin de changement de repère :

$$h_{III}(\omega) = h_{rot} \cdot \ln \left(\frac{1 - \frac{X}{2}}{1 - \frac{\omega}{\omega^*}} \right) \quad (2.64)$$

La hauteur maximale du front s'écrit donc :

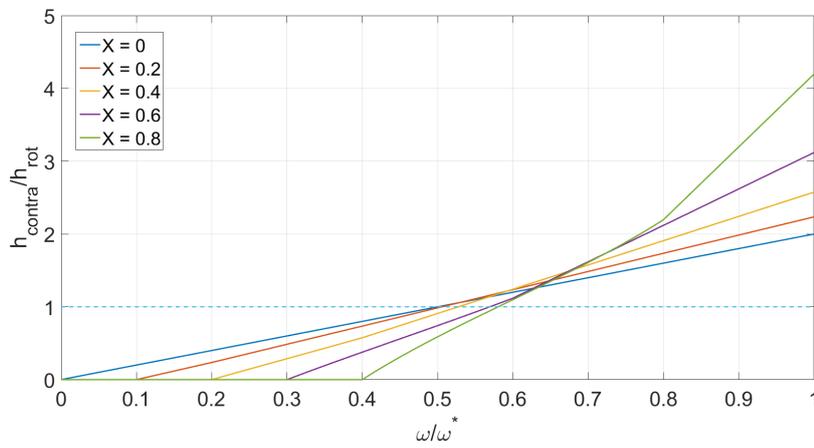
$$h_{max} = h_I + h_{II}(\omega_C) + h_{III}(\omega_C) + h_{IV} = 2h_{rot} \left(1 + \ln \left(\frac{2-X}{2(1-X)} \right) \right) \quad (2.65)$$

Ainsi lors de la propagation + du front de détonation entre 0 et A, sa hauteur obéit au système suivant :

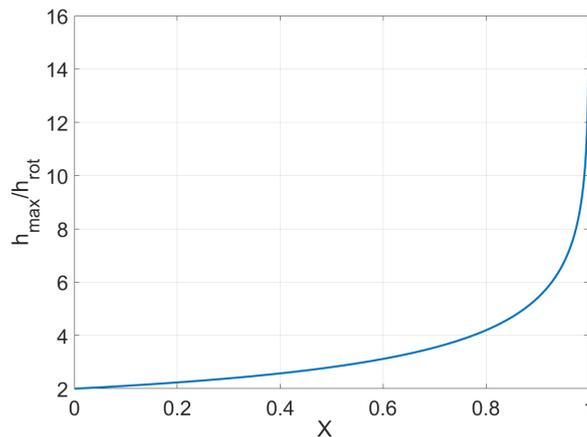
$$\left\{ \begin{array}{l} \omega \in [0; \omega_D] \Rightarrow h_{contra}(\omega) = 0 \end{array} \right. \quad (2.66)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega \in [\omega_D; \omega_C] \Rightarrow h_{contra}(\omega) = h_{II}(\omega) + h_{III}(\omega) = h_{rot} \ln \left(\frac{(1 - \frac{3}{2}X + \frac{\omega}{\omega^*})(1 - \frac{X}{2})}{(1-X)(1 - \frac{\omega}{\omega^*})} \right) \end{array} \right. \quad (2.67)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega \in [\omega_C; \omega^*] \Rightarrow h_{contra}(\omega) = \frac{2h_{rot}}{1-X} \frac{\omega}{\omega^*} + 2h_{rot} \left(\ln \left(\frac{2-X}{2(1-X)} \right) - \frac{X}{1-X} \right) \end{array} \right. \quad (2.68)$$



(a)



(b)

FIGURE 2.18 – (a) h_{contra} adimensionnée par h_{rot} en fonction de son abscisse réduite (ω/ω^*) pour plusieurs valeurs de X et (b) h_{max}/h_{rot} en fonction de X.

La Figure 2.18a montre l'évolution de la hauteur du front de détonation en fonction de sa position sur l'arc ω^* , pour différentes valeurs de X et la Figure 2.18b représente d'évolution de la hauteur du front au moment d'une collision en fonction de X. Contrairement au régime rotatif, h_{contra} est dépendante du rapport de blocage X et nous remarquons

qu'elle est au moins deux fois plus grande dans les mêmes conditions. Lorsque X augmente, la portion de ω^* où le front n'a pas de mélange réactif augmente également, ce qui peut conduire à l'extinction du front avant qu'il ne puisse retrouver des réactifs.

Chapitre 3

Travaux antérieurs sur la détonation rotative

« Nous ne sommes que des nains sur des épaules de géants »

Bernard de Chartres

Sommaire

3.1 Travaux expérimentaux	42
3.2 Travaux numériques	64
3.3 Synthèse	70

Plusieurs groupes de recherche tentent d'adapter la combustion par détonation à des applications propulsives. Si le principe de l'utilisation de cette dernière au domaine de la propulsion est connu depuis une soixantaine d'années [118,123], les études prometteuses se multiplient depuis une quinzaine d'années. Afin de pouvoir l'utiliser, différentes configurations de moteurs à détonations obliques, pulsées et, en particulier, rotatives sont envisagées. Compte tenu de la grande variété de configurations, de géométries et de paramètres de fonctionnement (mélanges utilisés, débits massiques, richesse,...) étudiés, il est cependant difficile de faire une synthèse complète des résultats des études sur la détonation rotative depuis ses débuts.

Ce chapitre décrit l'application de la détonation rotative à la propulsion aérospatiale. L'analyse se concentre essentiellement sur les RDE de type axial et semi-confiné centripète qui correspondent aux configurations qui seront étudiées au cours de la thèse. Une présentation plus détaillée des travaux menés sur des moteurs à détonation rotative axiaux et semi-confinés centripètes, des années 60 à nos jours, est donnée dans la Section 3.1. Les principales simulations numériques de ces types de moteurs sont présentées dans la Section 3.2. Les observations issues de ces travaux expérimentaux et numériques sont synthétisées dans la Section 3.3.

3.1 Travaux expérimentaux

Les premières études sur la détonation rotative continue sont celles réalisées par Voitsekhovskii, Mikhailov et Topchiyan [76, 114, 115] dans les années 60, sur une configuration de chambre radiale centrifuge (Fig. 3.1a) (Section 1.3).

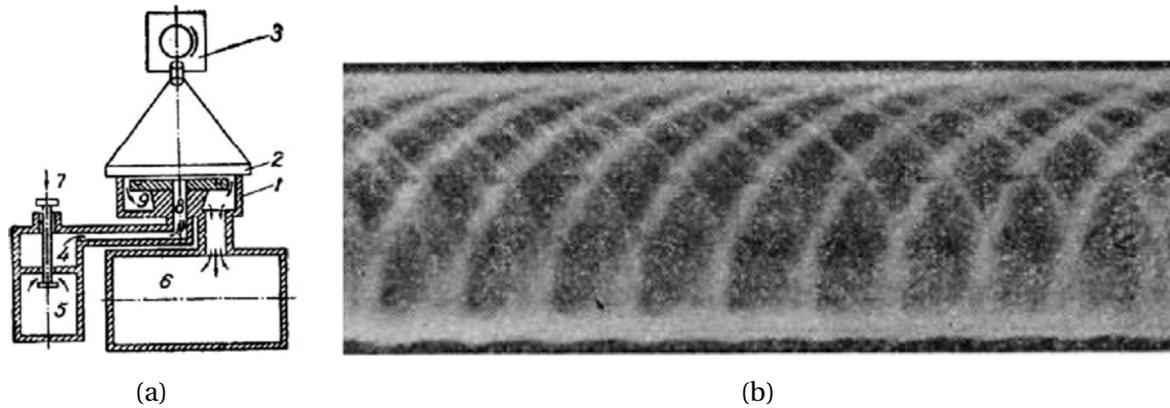


FIGURE 3.1 – (a) Représentation schématique de la chambre : 1 - chambre de détonation, 2- fenêtre en plexiglas, 3 - caméra, 4 - ligne d'admission des gaz frais, 5 - réservoir de mélange frais, 6 - réservoir de vidange base pression, 7 - vanne [115]; (b) Visualisation d'une détonation rotative à 6 fronts obtenue par la technique de "compensation totale" [115].

Ce moteur fonctionne avec un mélange stœchiométrique d'acétylène et d'oxygène avec une injection de prémélange frais au centre et une éjection en périphérie. La chambre de détonation comporte une paroi en plexiglas permettant de visualiser la propagation des fronts de détonation dans cette dernière en utilisant la méthode dite de "compensation totale". Cette technique consiste à filmer toute la chambre et à faire défiler le film de la caméra à la même vitesse que les fronts de détonation. Chaque front est ainsi représenté par une cycloïde (Fig. 3.1b) sur le film, ce qui permet, en particulier, de les dénombrer. Voitsekhovskii, Mikhailov et Topchiyan ont ainsi pu observer entre 5 et 6 fronts de détonation et obtenu des célérités de propagation de 800 à 1400 m/s pour une chambre de 250 mm de diamètre. Les célérités des fronts diminuaient avec l'augmentation du nombre de fronts.

Les premières études théoriques et expérimentales réalisées en vue d'appliquer la détonation rotative à la propulsion de fusée sont celles de Nicholls et al. [82, 83] et d'Adamson et al. [1] à l'université du Michigan. Ils ont utilisé une chambre de combustion de type RDE axial (Fig. 3.2) permettant une injection séparée de l'oxydant (oxygène) et du carburant (hydrogène ou méthane) afin d'avoir un mélange frais dans le fond de la chambre de détonation. Ces auteurs ont obtenu des régimes rotatifs avec des vitesses proches de D_{CJ} , mais ils soulignent que la configuration de l'injection des gaz frais et leur débit jouent un rôle capital dans la propagation des fronts de détonation dans une chambre annulaire.

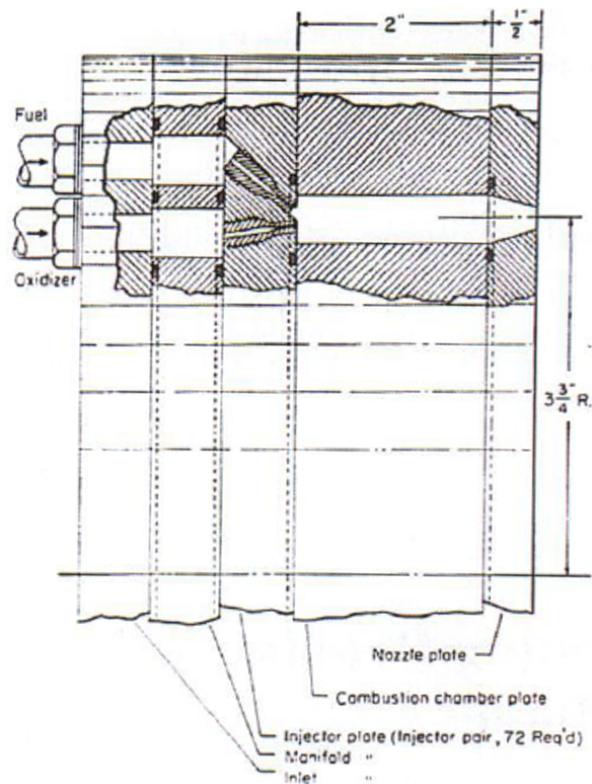


FIGURE 3.2 – Chambre de combustion annulaire, Nicholls et al. [83].

Entre les années 1980 et 2010, plusieurs recherches ont été réalisées par Bykovskii et al. sur des RDE radiaux centrifuges et centripètes [17, 18] (Fig. 3.3c), axiaux avec une paroi centrale cylindrique [16,21,22,24–26,29–31] (Fig. 3.3a) ou avec une paroi centrale conique [23,27,28] (Fig. 3.3b). Le carburant et l'oxydant sont injectés séparément dans la chambre d'épaisseur Δ . La surface d'injection est une fente de largeur δ positionnée dans le fond de la chambre. Les tests ont été réalisés avec de l'acétylène, de l'hydrogène, du propane, du méthane, du kérosène, de l'essence, du benzène, de l'alcool, de l'acétone et du diesel comme carburant et de l'air et de l'oxygène gazeux ou liquide comme oxydant.

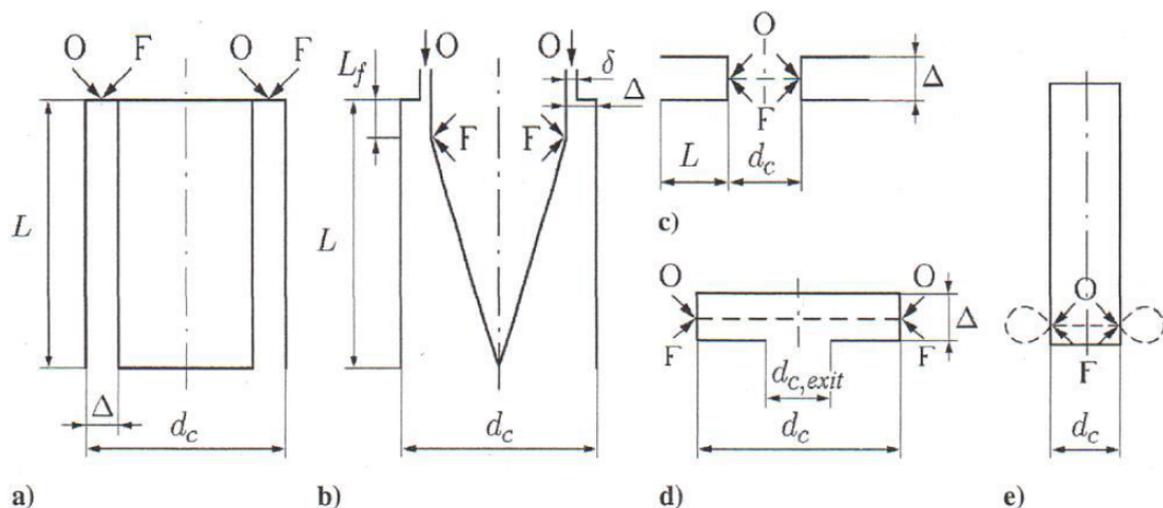


FIGURE 3.3 – Géométries de chambres annulaires utilisées par Bykovskii et al. [25].

Les Figures 3.4b, 3.4c et 3.4d montrent des images de fronts de détonation stables obtenus via une fente verticale le long de la paroi extérieure de la chambre en utilisant la méthode de compensation totale. Ces images ont été obtenues dans une chambre de détonation axiale [25] (Fig. 3.4a). Ainsi des régimes rotatifs à un front ont été observés dans différents mélanges (Fig. 3.4b, 3.4c et 3.4d), avec des célérités comprises entre 80% et 95% de D_{CJ} .

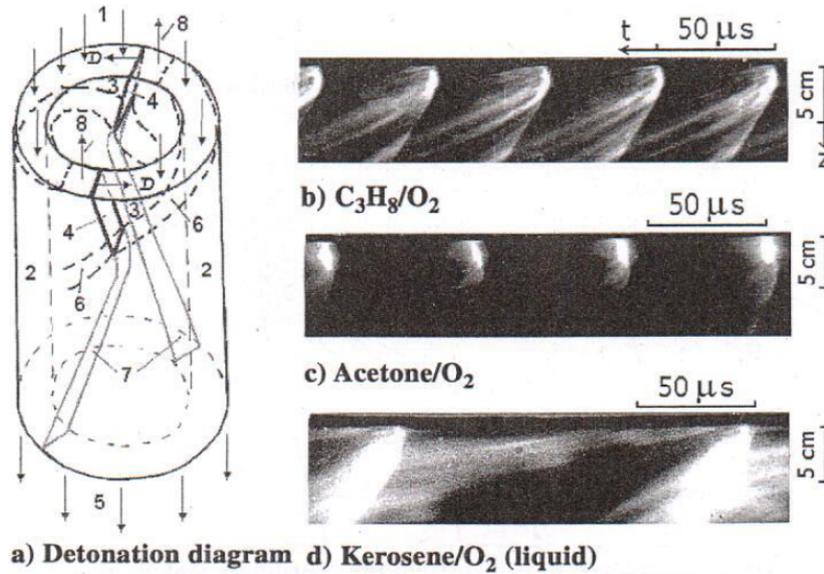


FIGURE 3.4 – (a) Diagramme d'un front de détonation; (b, c et d) Visualisations de fronts de détonation par la méthode de compensation totale pour différents carburants [25].

D'autres tests réalisés avec un mélange d'hydrogène et d'air ont permis d'observer une augmentation de la célérité des fronts rotatifs avec le débit massique spécifique (Fig. 3.5). Dans le cas où le rapport δ/Δ entre les épaisseurs de l'anneau d'injection et de la chambre est de 0.087 (Fig. 3.5), la célérité des fronts augmente avec le débit jusqu'à une valeur maximale (environ 1410 m/s), puis chute à environ 1300 m/s avant de réaugmenter à nouveau. La chute de célérité est accompagnée d'une augmentation du nombre de fronts se propageant dans la chambre (jusqu'à trois). Pour un rapport égal à 0.26 (Fig. 3.5), l'augmentation de célérité est plus lente et n'atteint pas la valeur maximale dans la gamme de débit étudiée, ce qui peut expliquer que seul un front est observé dans la chambre.

Sur la base de ces résultats, Bykovskii et al. [25] ont proposé des lois empiriques pour dimensionner un RDE. Par exemple, la hauteur de mélange critique (h^*), c'est-à-dire la hauteur minimale de la couche de gaz frais injectée en amont du front de détonation permettant sa propagation rotative, est liée à la largeur des cellules de détonation λ par :

$$h^* = (12 \pm 5)\lambda \quad (3.1)$$

Ils observent également que le rapport entre la distance entre deux fronts de détonation successifs l^* et la hauteur du front de détonation, ou de la couche de mélange, les deux étant égales, h_{deto} est globalement constant et égal à environ 7 ± 2 . La longueur mi-

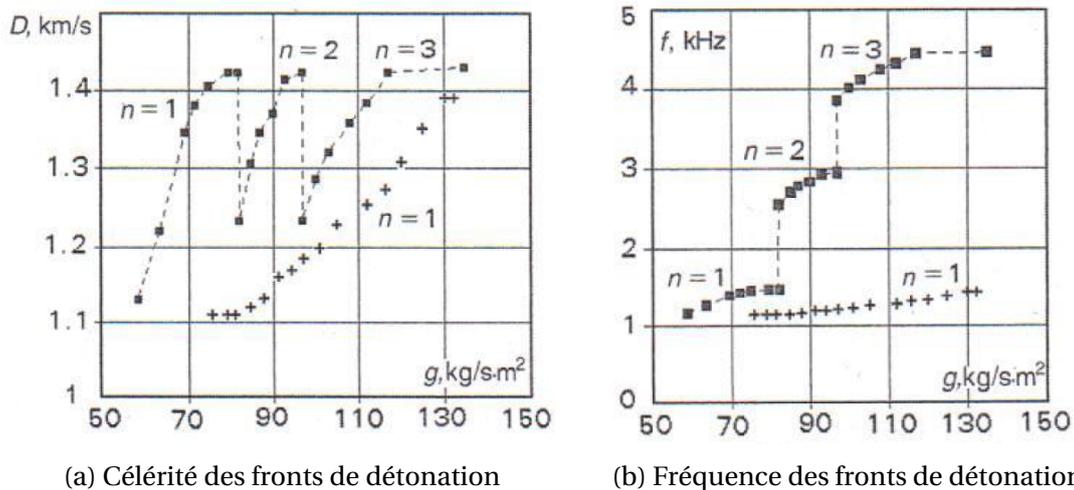


FIGURE 3.5 – Célérité et fréquence de rotation des fronts de détonation en fonction du débit massique spécifique pour deux valeurs de rapports entre les épaisseurs de l'injection et de la chambre (0.087 pour les carrés et 0.26 pour les croix) [25].

nimale de chambre L_{min} permettant à des fronts stables de se propager est approximée par la relation $L_{min} \approx 2h^*$. L'épaisseur e de la chambre annulaire doit, elle, être supérieure $(2.4 \pm 1)\lambda$, ce qui correspond à la limite de propagation de la détonation en canal rectangulaire donnée par Vasil'ev [112] (Section 2.3).

Gabriel Canteins a étudié la détonation rotative dans un RDE de type axial [34] afin d'étudier la possibilité d'une utilisation du RDE comme moteur-fusée. Le dispositif étudié est une chambre de détonation annulaire de 100 mm de diamètre extérieur, avec une épaisseur de canal pouvant être variée entre 2.5 et 5.5 mm (Fig. 3.6). L'injection de l'oxydant et du carburant est réalisée séparément par deux surfaces annulaires orientées à $+45^\circ$ et -45° respectivement par rapport à l'axe de la chambre. Le mélange utilisé est composé d'éthylène et d'oxygène avec des richesses entre 0.4 et 3.4 pour des débits massiques totaux entre 8.5 et 35 g/s. Afin de simuler des conditions de vol spatiales, le RDE est testé à l'intérieur d'une enceinte de 550 litres permettant d'avoir 300 mbar de pression ambiante. La chambre est également montée sur un système permettant de déterminer l'impulsion spécifique et ainsi d'estimer les performances propulsives.

Canteins a ainsi pu observer entre 1 et 11 fronts de détonation rotatifs selon les conditions d'essais avec des célérités de propagation comprises entre 1000 et 1300 m/s, soit environ entre 40 et 55 % de la vitesse CJ, et des surpressions environ deux à trois fois supérieures à la pression initiale. En variant les dimensions de la chambre et les conditions de fonctionnement, il a observé que la célérité des fronts de détonation augmentait avec :

- l'augmentation de la largeur de la chambre,
- la diminution de la longueur de la chambre,
- l'augmentation du débit massique total,
- la diminution du nombre de fronts de détonation.

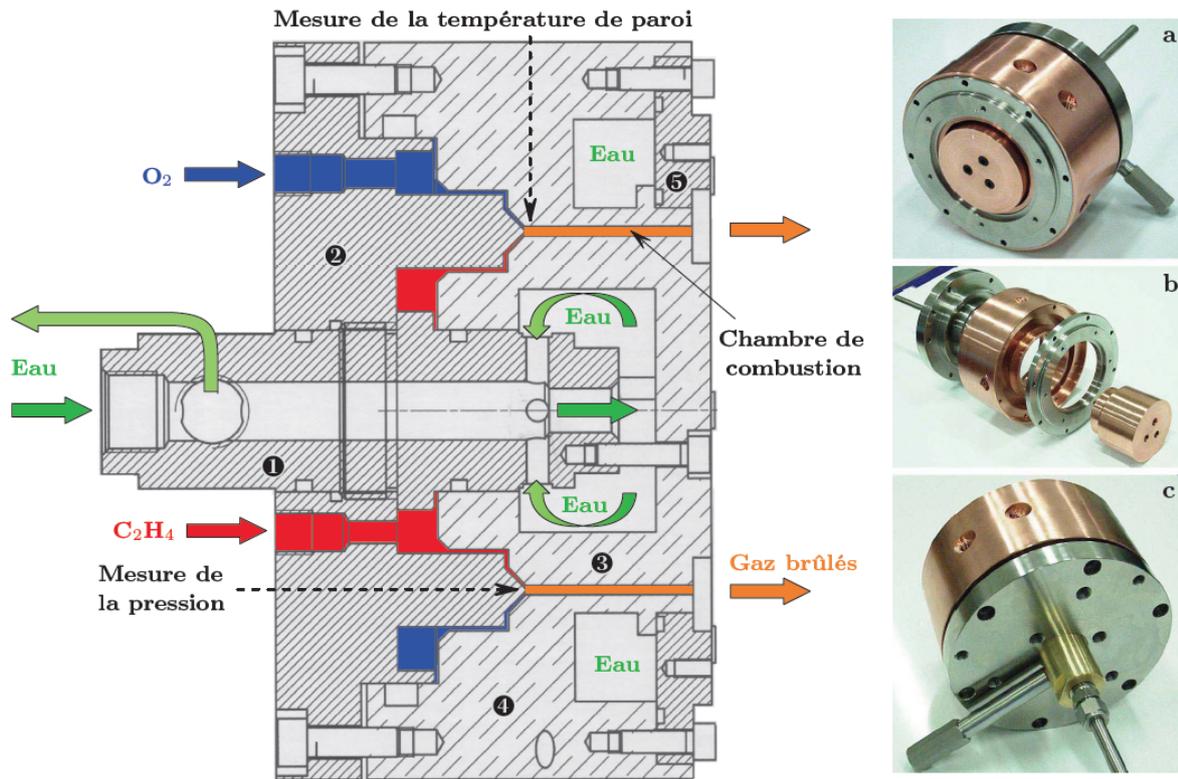
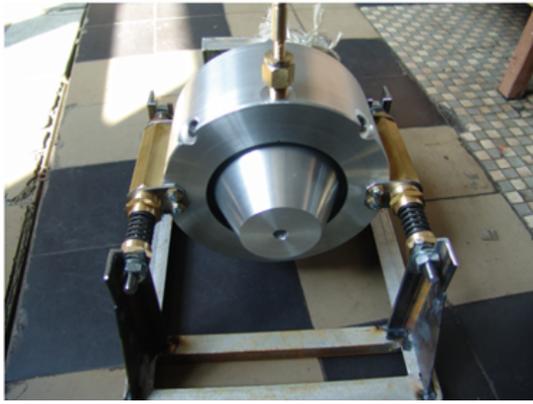


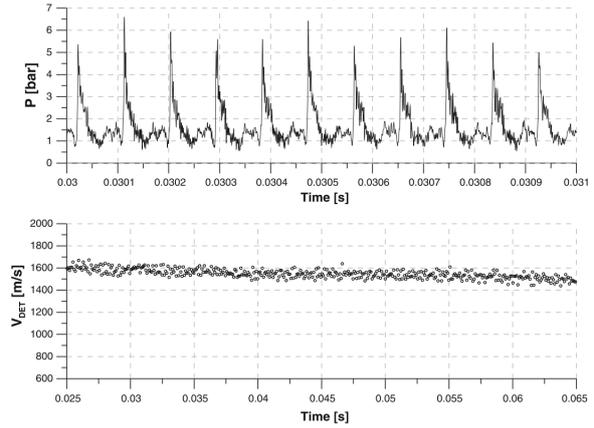
FIGURE 3.6 – Vue en coupe (gauche) et photos de la chambre de détonation (assemblée (a) et (c) et désassemblée (b)) (droite) [34].

Du point de vue des performances propulsives, les impulsions spécifiques mesurées sont comprises entre 50 et 150 s. Les meilleures performances ont été obtenues avec un blocage de la surface d'éjection et l'utilisation d'une tuyère convergente/divergente en sortie de la chambre.

Kindracki et al. [63, 64] ont mené de nombreuses études sur différentes chambres annulaires de type RDE axial de différentes dimensions, à l'Université de Technologie de Varsovie en Pologne. Une première série de tests [64] a été effectuée avec deux chambres, une de petite taille, diamètre intérieur 38 mm, épaisseur 4 mm et longueur 50 mm et une autre de plus grande taille, diamètre extérieur 150 mm et épaisseur 5 mm (Fig. 3.7a) fonctionnant avec des mélanges de méthane, d'éthane ou de propane avec de l'oxygène. Le cylindre intérieur possède deux géométries d'éjection : une cylindrique et une conique. La version conique possède un col sonique à une certaine distance du fond de la chambre ce qui permet d'augmenter la pression moyenne jusqu'à 2 bar lors du fonctionnement. Pour la petite chambre, les célérités moyennes mesurées sont de 1400 – 1600 m/s avec des pressions de l'ordre de 5 bar (Fig. 3.7b). Dans la grande chambre, les vitesses sont de l'ordre de 2000 m/s avec des pressions de 9 bar. D'autre part, ils ont pu observer un amortissement des pics de pression mesurés dans la chambre à mesure que l'on s'éloigne de la surface d'injection.



(a)



(b)

FIGURE 3.7 – (a) Chambre annulaire avec noyau conique à l'éjection de 150 mm de diamètre extérieur utilisé par Kindracki et al. [64]; (b) Signal de pression et vitesse des fronts de détonation au cours d'un test [64].

Dans les expériences réalisées par Kindracki et al. [63] dans trois chambres de RDE axiales, respectivement 95 mm, 134 mm et 150 mm de diamètre extérieur, avec des épaisseurs de chambre comprises entre 5 et 20 mm, fonctionnant avec un mélange d'hydrogène et d'air. Un seul front rotatif a été observé. Les célérités mesurées, environ 1500 m/s, sont bien inférieures aux valeurs CJ correspondantes (1980 m/s). Il est à noter que ces auteurs ont étudié la sensibilité des enregistrements à l'épaisseur de la couche protectrice de silicone déposée sur la face active des capteurs de pression. En effet, le front de détonation passe de très nombreuses fois sur les capteurs et pourrait les endommager. Cependant, une trop grande épaisseur de silicone peut atténuer l'amplitude du signal. Pour un même mélange, des épaisseurs de silicone de 3, 1 et 0.3 mm ont été testées et des pics de pression de respectivement 2, 8 et 20 bar ont été observés. Ces auteurs préconisent donc des tests courts avec de fines couches protectrices pour étudier la structure des fronts de détonation et des tests plus longs avec des silicones plus épais pour les mesures de température. Ils ont également étudié l'influence du diamètre extérieur et de l'épaisseur de la chambre sur la propagation des fronts dans leurs chambres. Dans leurs conditions, une augmentation de diamètre extérieur ou d'épaisseur ne change pas la célérité du front, mais augmente la pression des pics de détonation. Pour une chambre de 95 mm de diamètre extérieur et 5 mm d'épaisseur, les pics de pressions sont d'environ 4 bar. Pour un diamètre de 150 mm, les pics de pression sont de 6 bar et de 12 bar pour des épaisseurs de chambre de respectivement 5 et 10 mm. En combinant les données expérimentales et numériques obtenues, Wolanski a proposé une relation [119] permettant de déterminer le nombre de fronts de détonation n à l'intérieur d'un RDE.

$$n = \frac{\dot{m}_{tot}}{h_{cr} \rho_{inj} e D} \quad (3.2)$$

avec \dot{m}_{tot} le débit massique total injecté dans la chambre, ρ_{inj} la densité de la couche de gaz frais, e l'épaisseur de la chambre, h_{cr} la hauteur critique du front et D sa célérité.

Le Naour et al. [67, 68], chez MBDA France, ont étudié deux chambres de RDE axiales. La première [67] (Fig. 3.8a) de 100 mm de diamètre extérieur et de 10 mm d'épaisseur. Elle fonctionne avec des mélanges hydrogène/oxygène. Les composants du mélange sont injectés axialement avec des débits massiques autour de 100 g/s avec des richesses d'environ 1.6. Ils ont alors observé entre 2 et 3 fronts de détonation et obtenu des poussées de l'ordre de 55 N.

La seconde chambre [68] (Fig. 3.8b) a un diamètre extérieur de 330 mm et une épaisseur de 25 mm. Elle fonctionne avec de l'air injecté axialement et de l'hydrogène injecté radialement depuis les parois intérieure et extérieure. Les débits massiques totaux testés sont compris entre 1.85 kg/s et 3.35 kg/s avec des richesses entre 0.4 et 1.3. Ils ont observé des régimes de propagation rotatifs avec des célérités de l'ordre de 80% de D_{CJ} et des régimes contrarotatifs avec des célérités de l'ordre de 70% de D_{CJ} . Des tests avec l'ajout de kérosène liquide dans l'hydrogène gazeux ont également été réalisés et ils ont permis de modifier les performances des fronts de détonation se propageant dans la chambre.

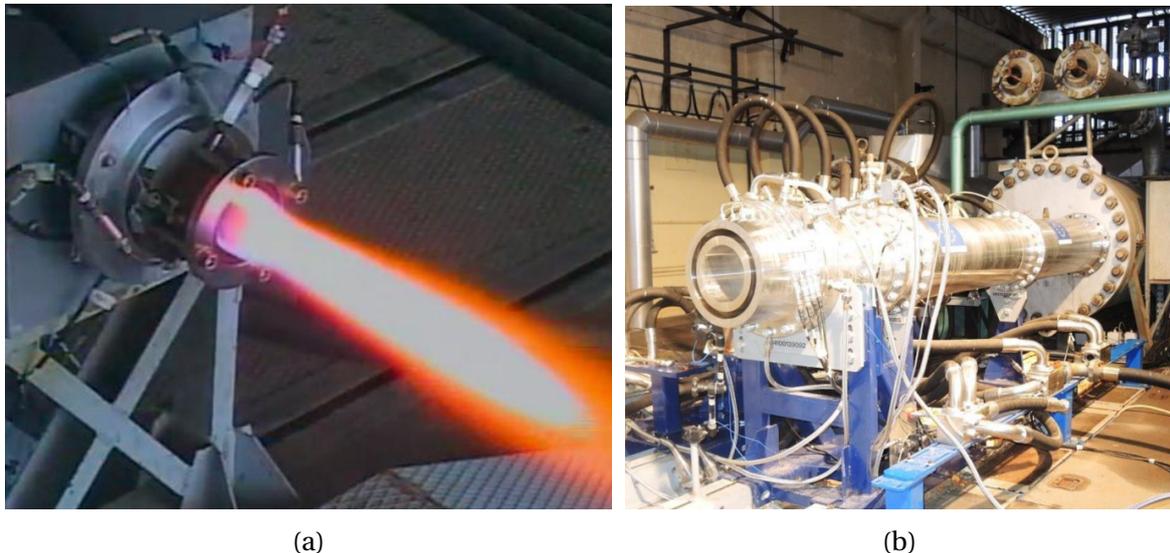


FIGURE 3.8 – Chambres annulaires de (a) 100 mm et (b) 330 mm utilisées par Le Naour et al. (MBDA France) [67, 68].

Liu et al. [72] ont étudié l'influence des niveaux de pression et de température dans la chambre de combustion sur l'injection des gaz frais au cours du fonctionnement d'un RDE. Ils ont observé des modes de propagation instationnaires pour un RDE axial de 79 mm de diamètre extérieur et avec un canal de 10 mm d'épaisseur fonctionnant avec un mélange d'hydrogène et d'oxygène. La Figure 3.9a représente un signal de pression pour lequel le front de détonation se propage avec une fréquence de rotation de 5.9 kHz, soit 60% de D_{CJ} . Le niveau de pression fluctue d'environ 125 kPa avec une fréquence d'environ 170 Hz. Ces auteurs attribuent cette oscillation à la présence d'un phénomène rétroactif d'auto ajustement entre le front de détonation et l'injection (Fig. 3.9b) : les hauts niveaux de pression dans la chambre provoquent la diminution de la quantité de gaz frais injectés et donc de la force du front et des niveaux de pression post-détonation. Puis cette diminution de pression permet à une plus grande quantité de gaz frais d'être injectée ce qui

renforce alors le front et augmente à nouveau les niveaux de pression.

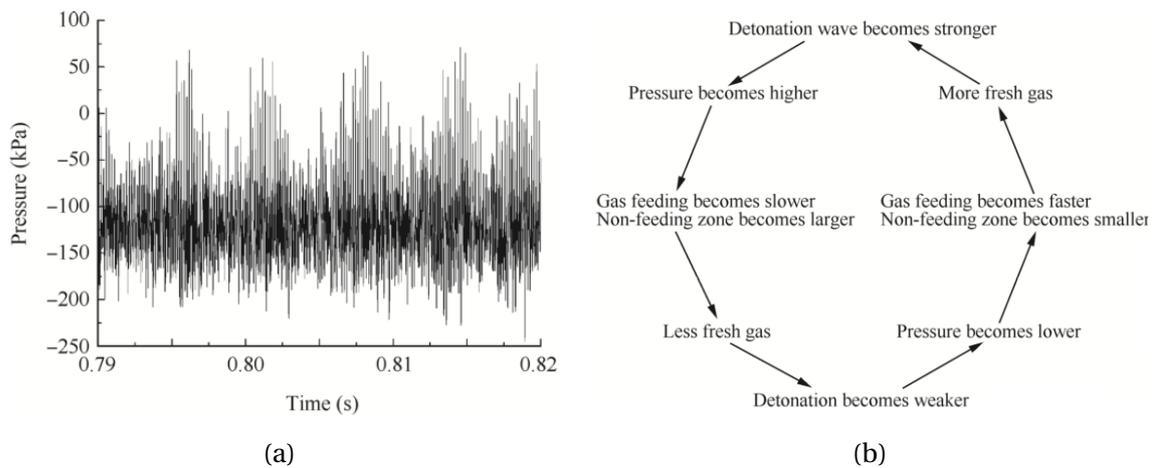


FIGURE 3.9 – (a) Signal de pression présentant un phénomène oscillatoire; (b) Mécanisme d'auto-ajustement [72].

Frolov et al. [45] ont développé un RDE axial de grande taille à l'Institut Semenov de Physique Chimie à Moscou en Russie. La chambre mesure 406 mm de diamètre extérieur, 25 mm d'épaisseur et 310 mm de longueur (Fig. 3.10). Il fonctionne avec une injection séparée d'hydrogène et d'air le long de deux surfaces annulaires situées du côté de la paroi extérieure de la chambre; l'épaisseur δ de celle de l'air peut être modulée. La sortie de cette chambre peut être équipée d'un cône convergent au-dessus du cylindre intérieur et/ou avec un obstacle le long de la paroi intérieure permettant de réduire la section de sortie de 50%.

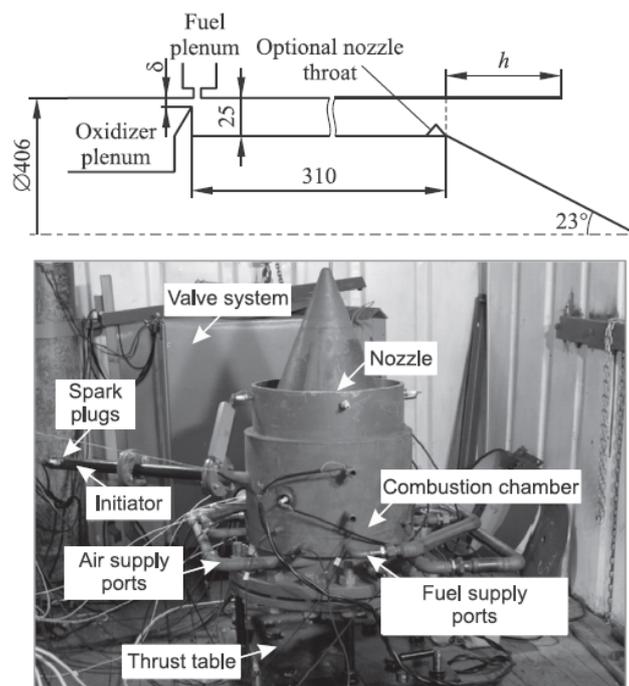


FIGURE 3.10 – Chambre annulaire utilisée par Frolov et al. [45].

La Figure 3.11 montre les résultats issus des 16 sondes à ionisation réparties le long de la paroi extérieure : 8 le long d'une même circonférence située à 30 mm du fond de la chambre et 9 parallèlement à son axe, dont une est commune aux deux répartitions. Elles donnent une mesure de la conductivité électrique des gaz et donc une indication sur le taux de réaction dans la chambre. Les sondes réparties axialement permettent de repérer le front de détonation, "DW" sur la Figure 3.11 en haut. La zone où l'injection est bloquée, "blocked inflow", et la couche de gaz frais, "fresh mixture", qui le suit avec sa surface de contact entre gaz frais et gaz brûlés, "contact surface". Les sondes réparties selon la circonférence (Fig. 3.11 en bas) permettent de déterminer la direction et la célérité du front de détonation ainsi que la longueur de la zone d'injection bloquée par ce front. On peut voir sur cet exemple que l'injection n'est pas stationnaire et que la longueur bloquée varie.

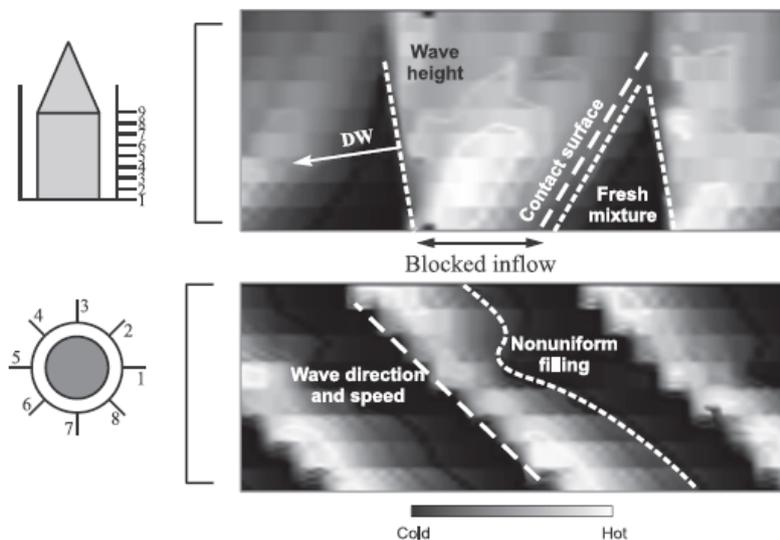


FIGURE 3.11 – Visualisation de la conductivité électrique des gaz dans la chambre annulaire à l'aide de sonde à ionisation [45].

Le Tableau 3.1 résume les résultats de ces tests. Frolov et al. ont ainsi obtenu entre 1 et 4 fronts de détonation avec des célérités comprises entre 1400 et 1900 m/s, soit entre 64 et 97% de D_{CJ} . Ils ont également observé, avec des conditions de fonctionnement identiques, qu'une diminution du nombre de fronts de détonation entraîne une augmentation de la célérité. Ils ont identifié un mode de combustion pulsé pour lequel un front réactif se propage axialement de la sortie de la chambre vers le fond d'injection à environ 1000 m/s. Les gaz brûlés sont ensuite repoussés vers la sortie de la chambre par les gaz frais injectés à environ 300 m/s. Ce mode est obtenu pour une largeur de col d'injection de l'oxydant de 15 mm qui induit une pression de 1 atm dans le plénum correspondant. Des mesures de poussées ont également été réalisées et indiquent que ce RDE développe une poussée de 6 kN et une I_{sp} maximale de 3000 s.

Test	Régime	Débit [kg/s]	Cône	Blocage	δ [mm]	D/D_{CJ}	n
1	Rotatif	7.5	+	+	2	0.97	4
2 - 5	Rotatif	5.8 - 6.7	+/-	+/-	2/5	0.8	2
6	Rotatif	5.4	+	-	5	0.64/0.71	2/1
7	Rotatif	6.8	+	-	5	0.97	1
8	Pulsé	5.8	+	+	15	/	/

TABLEAU 3.1 – Paramètres de fonctionnement et caractéristiques des régimes de propagation de détonation obtenus par Frolov et al. [45].

Lin et al. [70, 71] ont expérimenté un RDE axial (Fig. 3.12) de 100 mm de diamètre extérieur avec une épaisseur de 5 mm et 74 mm de longueur. L'oxydant est de l'air, injecté via une surface annulaire positionnée au centre du canal. Cette surface présente une section convergente divergente, de largeur minimale δ de 0.7 mm, qui permet d'établir un col sonique empêchant une remontée des gaz de la chambre annulaire vers le plénum d'oxydant. Le carburant, hydrogène ou éthylène, est injecté par 90 injecteurs de 0.7 mm repartis sur la périphérie de la chambre juste après le col de l'injection d'oxydant. Le cylindre intérieur de la chambre est amovible, ce qui permet de passer à une configuration semi-confinée centripète.

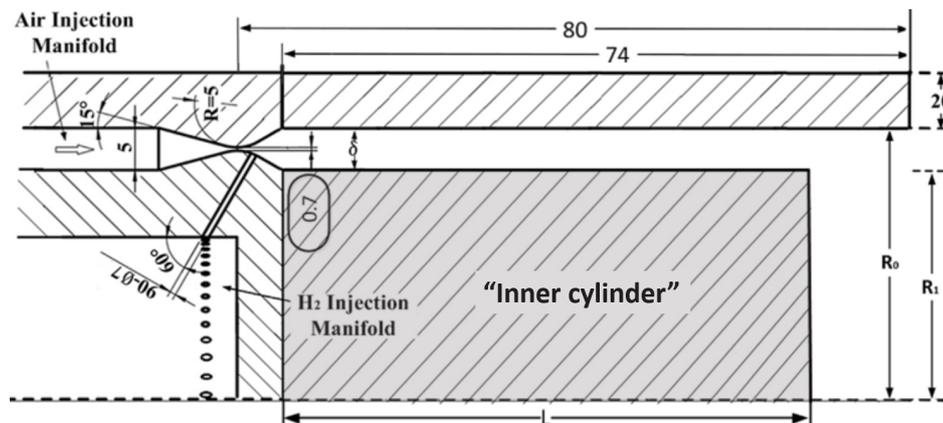


FIGURE 3.12 – Coupe du RDE de Lin et al. [124]. Le cylindre intérieur "inner cylinder" est escamotable.

Les tests conduits avec le cylindre intérieur [71] ont été réalisés avec de l'hydrogène comme carburant, avec des richesses variables autour de la stœchiométrie. Ils ont permis à Lin et al. d'identifier 5 cas : 2 régimes de détonation, à 1 ou 2 fronts en rotation, 1 mode hybride et 2 régimes contrarotatifs, stable ou instable, respectivement. Le Tableau 3.2 résume les paramètres de fonctionnement, débit massique total et richesse, les célérités D et le nombre de fronts n pour chaque cas.

En augmentant le débit massique total, Lin et al. obtiennent, successivement, les régimes contrarotatifs instable puis stable, rotatif à un front, hybride et enfin rotatif à deux fronts pour les débits les plus élevés. L'analyse des résultats montre que plus le nombre de fronts est élevé plus la célérité mesurée est faible et qu'à nombre de fronts égal une propagation contrarotative est moins rapide qu'une propagation rotative.

Cas	Débit [g/s]	Richesse	D [m/s]	D/D _{CJ}	n
1 front rotatif	280	1.227	1628.22	0.8	1
2 fronts rotatifs	413.3	0.912	1469	0.75	2
Hybride	370	0.962	1671/1402	0.85/0.71	1/2
Contrarotatif stable	214	0.973	1113.18	0.57	2
Contrarotatif instable	147.6	0.981	1263.65	0.64	2

TABLEAU 3.2 – Paramètres de fonctionnement et caractéristiques des régimes de propagation obtenus par Lin et al. [71].

Les tests conduits sans le cylindre intérieur [70] ont été réalisés avec de l'éthylène comme carburant. Ils ont permis à Lin et al. de stabiliser une détonation rotative dans une chambre semi-confinée centripète. Deux cas ont été identifiés : un mode instable pour le débit de 170 g/s et une richesse de 1.154, et un mode contrarotatif à quatre fronts pour le débit de 250 g/s et une richesse de 0.665. Pour ce dernier, la célérité moyenne mesurée est de 1512 m/s, soit 69% de D_{CJ}, valeur proche du déficit de célérité du régime contrarotatif à deux fronts mesuré avec le cylindre intérieur [71].

Zhang et al. [124] ont étudié l'effet de la longueur du cylindre intérieur sur la propagation des fronts de détonation rotatifs dans la chambre. Leur chambre de RDE possède les mêmes dimensions que celle de Lin et al. [70, 71] (Fig. 3.12). Le mélange utilisé est constitué d'hydrogène et d'air avec une richesse comprise entre 0.3 et 1 et avec un débit massique total compris entre 353 et 372 g/s. La longueur du cylindre intérieur est de 60 mm, 40 mm, 20 mm ou 0 mm. Les tests ont été réalisés avec des mélanges pauvres d'hydrogène et d'air.

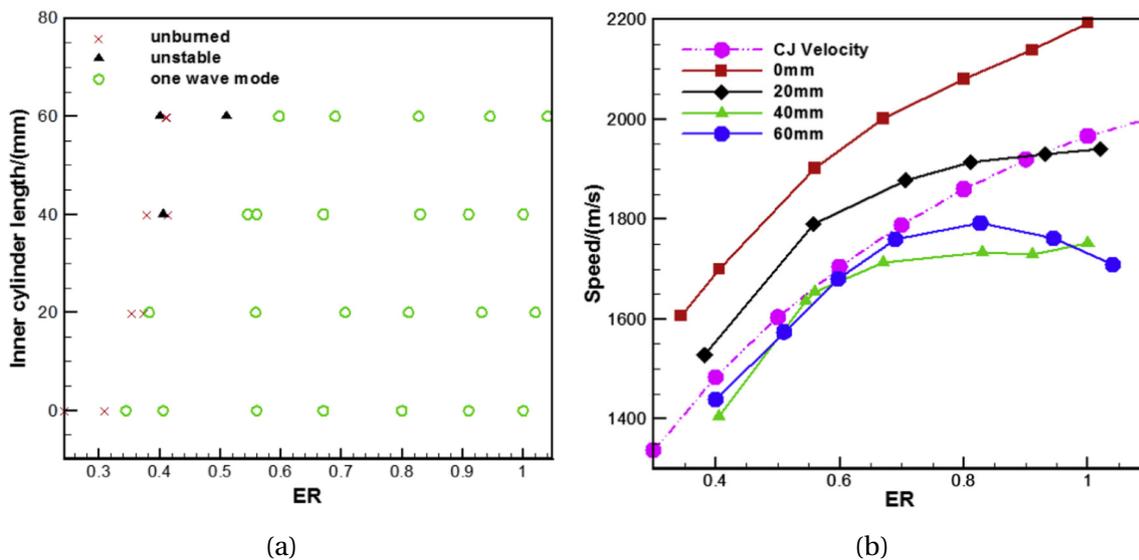


FIGURE 3.13 – (a) Représentation des régimes de détonation observés dans le domaine longueur du cylindre intérieur - richesse ER [124]; (b) Célérité des fronts de détonation en fonction de la richesse et de la longueur du cylindre intérieur [124].

Zhang et al. distinguent deux comportements. Le premier est instable avec une alternance de propagations directes et indirectes du front de détonation, observable pour des longueurs du cylindre intérieur supérieures à 40 mm et des richesses inférieures à 0.5. Le second est la rotation, directe ou indirecte, d'un front de détonation. Il est obtenu sur toute la gamme de richesse pour les cylindres intérieurs de 0 et 20 mm de longueur. Pour des richesses supérieures à 0.5, il est observé pour les longueurs supérieures ou égales à 40 mm. La Figure 3.13a montre la répartition des régimes de détonation pour plusieurs valeurs de longueur de cylindre intérieur et de richesse. La Figure 3.13b représente la célérité du front de détonation en fonction de la richesse pour les longueurs du cylindre intérieur utilisées. On constate ainsi qu'une diminution de longueur entraîne une augmentation de la célérité du front qui, fait remarquable, peut dépasser D_{CJ} pour les cylindres de longueurs inférieures ou égales à 20 mm. Ils soulignent également la présence d'un pic de pression secondaire derrière le pic de détonation principal, d'amplitude inférieure à celle du pic de pression principal, sauf dans le cas de la chambre sans cylindre intérieur. Ce pic secondaire traduit la réflexion sur le cylindre intérieur de l'onde de choc transverse attachée au front de détonation. En l'absence de paroi intérieure, il n'y a donc pas de réflexion.

Zhang et al. ont ensuite réalisé une étude [125] sans cylindre intérieur (Fig. 3.12). Ils ont ajouté une tuyère en sortie de chambre avec la possibilité de changer son rapport de convergence ϵ , défini comme le rapport de la surface d'entrée et de surface de la section sonique de la tuyère. Les tests ont été réalisés avec un débit massique d'air approximativement constant de 270 g/s et des mélanges hydrogène/air de richesses comprises entre 0.64 et 1.12. Deux dispositifs d'allumage ont également été testés : un tube générant un jet de gaz chauds et un allumage à pression constante. Le premier système consiste en un tube rempli de prémélange réactif connecté tangentiellement à la chambre par une des extrémités avec une bougie à étincelle de type automobile à l'autre extrémité permettant l'initiation du mélange qui générera le jet de gaz chauds. Pour le second, la bougie est placée directement au niveau de la paroi extérieure de la chambre où elle réalise l'allumage du mélange injecté au début du fonctionnement du RDE. Ces auteurs distinguent ainsi trois régimes de propagation : un front rotatif (triangles rouges sur la Figure 3.14a), deux fronts rotatifs (carrés oranges sur la Figure 3.14a) et "Two-Dominant Peak One wave" (TDPO) (ronds bleus sur la Figure 3.14a). Ce dernier correspond à un front de détonation réalisant des allers-retours entre le fond et la sortie de la chambre. La Figure 3.14a montre les différents modes obtenus pour différentes valeurs de richesse (ER) et de rapport de convergence (ϵ) de la tuyère (symboles pleins et ϵ sur l'axe de droite pour l'allumage par jet chaud, et symboles creux et ϵ sur l'axe de gauche pour l'allumage à pression constante).

Les losanges noirs creux correspondent aux échecs d'allumage, qui ne sont obtenus que pour des ϵ de 6 ou de 8 avec l'allumage à pression constante. Ce n'est qu'avec cet allumage que le régime rotatif à un front est observé et seulement pour des mélanges pauvres, de richesse inférieure à 0.8, et avec un rapport de convergence ϵ de 10 ou de 12. Pour les richesses supérieures à 0.8 et les ϵ supérieurs à 8, l'allumage utilisé n'a pas

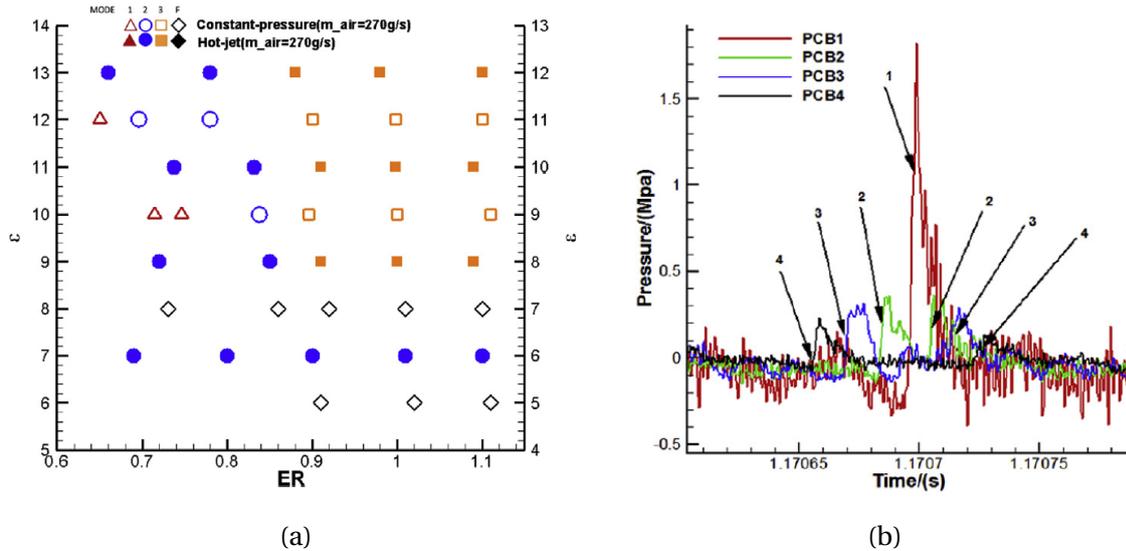


FIGURE 3.14 – (a) Régimes de propagation en fonction de la richesse (ER) et du rapport de convergence (c) de la tuyère (axe de droite pour les symboles pleins et axe de gauche pour les symboles creux) [125]; (b) Signal de pression correspondant au régime "Two-Dominant Peak One wave" [125].

d'influence sur les régimes observés. Dans le cas du régime rotatif à un front, celui-ci se propage avec une célérité de l'ordre de 1740 m/s, soit 95.6% de D_{CJ} et des niveaux de pression d'environ 15 bar. Le régime rotatif à deux fronts est moins performant, avec des célérités mesurées de l'ordre de 1572 m/s, soit 78.6% de D_{CJ} et de niveaux de pression de 3 bar. La Figure 3.14b montre le signal de pression du mode de propagation TDPO pour les capteurs positionnés dans l'axe de la chambre avec le capteur PCB1 positionné au fond près de l'injection et le capteur PCB4 à 60 mm de PCB1. Ils indiquent que le front se propage d'abord de la sortie vers le fond de la chambre (séquence 4-3-2-1), où les niveaux de pression atteignent plus de 15 bar, puis repart vers l'extérieur (séquence 1-2-3-4). En utilisant les capteurs positionnés sur une même circonférence, Zhang et al. ont également vu que le front se propage à la manière d'un front rotatif avec des célérités de l'ordre de 2275 m/s, soit 120% de D_{CJ} , ce qui est largement supérieur à la célérité CJ.

Naples et al. [81] et Rankin et al. [88] ont étudié la propagation des fronts de détonation dans un RDE axial. La particularité de leur chambre est que sa paroi extérieure est en quartz (Fig. 3.15a) donc transparente permettant ainsi d'observer la structure de l'écoulement. Cette chambre mesure 153.9 mm de diamètre extérieur, 7.6 mm de largeur et 101.6 mm de longueur. Elle a été mise en œuvre avec des mélanges d'hydrogène et d'air. L'hydrogène est injecté axialement par une série d'orifices (120 ou 80 orifices de 0.71 ou 0.89 mm de diamètre, respectivement) répartis sur le fond de la chambre. L'air est injecté radialement par une surface annulaire dont l'épaisseur peut être changée (0.89, 1.78 ou 3.56 mm). Les débits massiques totaux ont été variés entre 0.14 kg/s et 1.55 kg/s pour des richesses comprises entre 0.7 et 1.31.

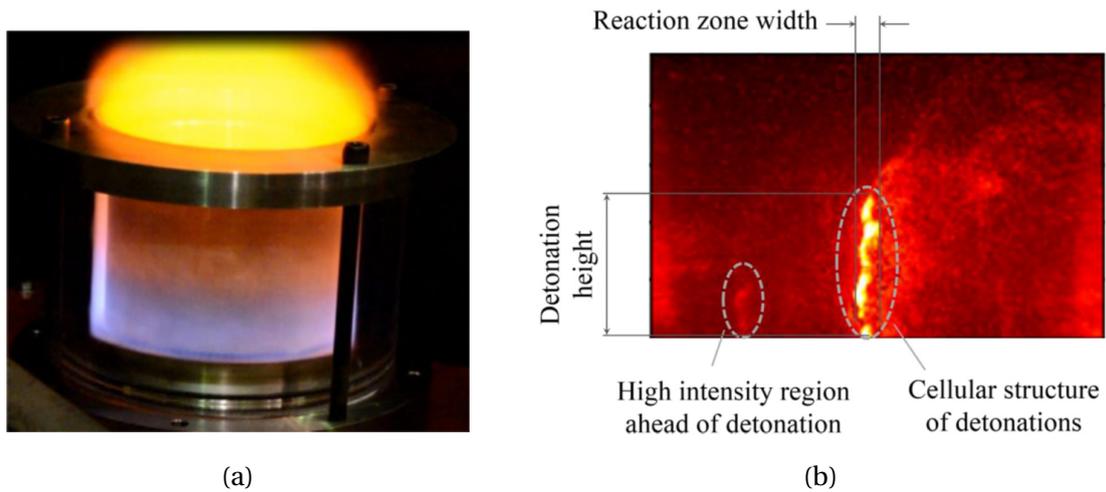


FIGURE 3.15 – (a) Chambre annulaire avec parois extérieures en cours de son fonctionnement [88] ; (b) Front de détonation observé par chimiluminescence OH^* [88].

Naples et al. [81] ont ainsi observé, par chimiluminescence OH^* , la structure de l'écoulement et en particulier les positions des ondes de détonation et de choc oblique et les deux interfaces, la première séparant la couche de mélange des produits de détonation et la seconde ces mêmes produits des gaz ayant traversé le choc oblique. La Figure 3.15b montre un front de détonation, la zone de réaction est en jaune, ce qui permet d'obtenir de manière précise la hauteur du front de détonation. Ils ont alors étudié l'impact du débit massique total, de la richesse et des conditions d'injection sur la hauteur des fronts réactifs et a fortiori sur la hauteur de mélange frais injecté dans la chambre. Pour une richesse fixe de 1, ils observent un régime rotatif à un front pour des débits faibles, entre 0.15 et 0.61 kg/s avec une augmentation de la hauteur de mélange avec le débit massique total. Pour les débits plus élevés, de 0.61 à 0.86 kg/s, le régime rotatif à un front passe à deux fronts et la hauteur de mélange diminue. Pour un débit fixe de 0.32 kg/s, ils observent un front rotatif occasionnellement pour une richesse de 0.7, systématiquement pour la stœchiométrie et deux fronts rotatifs pour $ER = 1.3$. Les célérités mesurées pour ces régimes rotatifs varient entre 63 et 88% de D_{CJ} . En utilisant les conditions particulières de débit faible, 0.15 kg/s, stœchiométrique avec la plus petite surface d'injection d'air et le plus petit nombre d'orifices d'injection de carburant, un régime contrarotatif à deux fronts peut alors être observé. Dans ce cas, les visualisations de ces fronts de détonation montrent qu'ils continuent leurs propagations après leur collision, et ce même si la hauteur de mélange est nulle à cause du blocage de l'injection derrière le front de détonation. Rankin et al. précisent l'importance de distinguer la hauteur de mélange des régimes rotatifs et contrarotatifs. Si la première peut être considérée comme constante au cours de la propagation du front, la seconde est quant à elle nulle juste après la collision et puis augmente jusqu'à la collision suivante.

Yang et al. [86] ont obtenu une détonation rotative dans un RDE axial avec une bougie automobile de 30 mJ comme système d'allumage. Leur chambre possède un diamètre extérieur de 80 mm avec une épaisseur de 5 mm, une longueur de 40 mm et fonctionne avec des mélanges d'hydrogène et d'air. Ils ont observé des célérités de propagation comprises entre 1275 et 1575 m/s, soit entre 70% et 80% de D_{CJ} , pour des débits massiques totaux compris entre 30 et 210 g/s et des richesses entre 0.6 et 3.2.

Les résultats, pour des débits d'hydrogène fixés à 3.23 g/s, 4.52 g/s et 5.81 g/s [120], sont résumés sur la Figure 3.16a. Trois modes de combustion sont observés, soit la détonation à un front, stable ou instable (succession de phases de détonation et de non-détonation) et l'échec d'allumage. Le mode de détonation instable n'est observé que pour des richesses inférieures à 1.1 et l'échec d'allumage pour des richesses inférieures à 0.8 et supérieures à 2. Également, l'intervalle de richesse pour l'observation du mode de détonation à un front augmente avec le débit d'hydrogène.

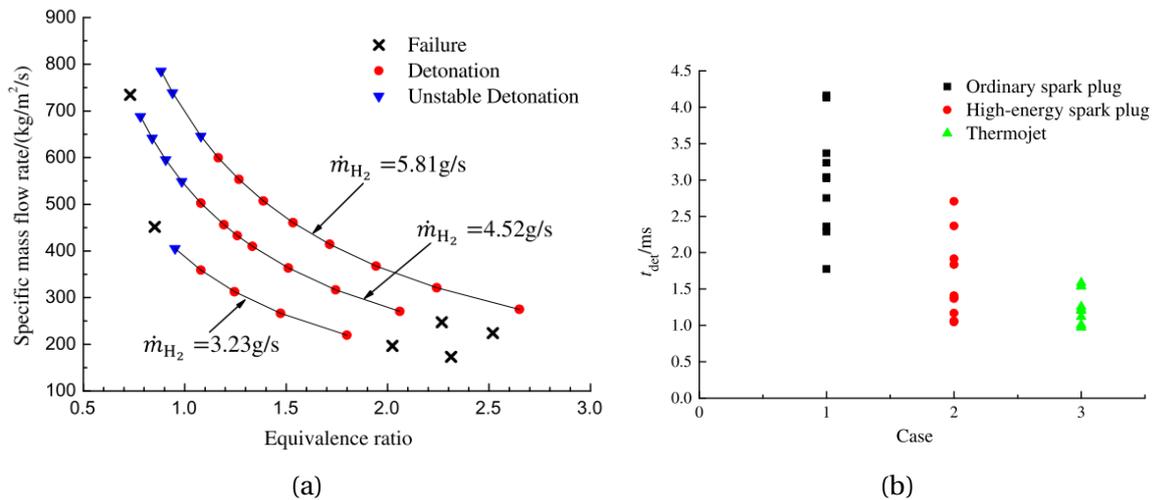


FIGURE 3.16 – (a) Plages de fonctionnement du RDE de Yang et al. pour différents débits de carburant, débits massiques spécifiques et richesses [120]; (b) Temps de transition jusqu'au régime de propagation établi pour les différents allumeurs [120].

Ils ont également réalisé une étude de l'influence du système d'allumage [120]. Trois allumeurs ont été testés, une bougie automobile, une bougie haute énergie et un jet de gaz chauds. La répétabilité du processus d'allumage a été testée pour le même débit massique total, 107 g/s, et la même richesse, 1.51. Quel que soit l'allumeur utilisé, c'est toujours un front rotatif de célérité 1575 m/s, soit environ 80% de D_{CJ} , qui a été obtenu. En revanche, le temps de transition est plus faible avec le jet de gaz chauds, environ 1 ms, et augmente lorsque l'énergie de l'allumage diminue.

Goto et al. [52] et Kato et al. [60] ont étudié un RDE axial dont la chambre a un diamètre intérieur de 60.5 mm, une épaisseur de 3.2 mm et une longueur de 48 mm (Fig. 3.17). Il fonctionne avec des mélanges d'éthylène et d'oxygène, des débits massiques totaux compris entre 100 et 200 g/s et des richesses comprises entre 0.24 et 1.68. L'oxydant et le carburant sont injectés, respectivement, radialement et axialement par deux surfaces annu-

lares situées dans le fond de la chambre. Ils mesurent des poussées comprises entre 115 et 391 N et des impulsions spécifiques entre 87 et 201 s. Entre deux et trois fronts de détonation rotatifs peuvent être installés dans la chambre annulaire avec des célérités entre 2300 et 1750 m/s, soit respectivement 93% et 70% de D_{CJ} . Les observations indiquent que plus le nombre de fronts simultanés est important plus leur célérité est faible.

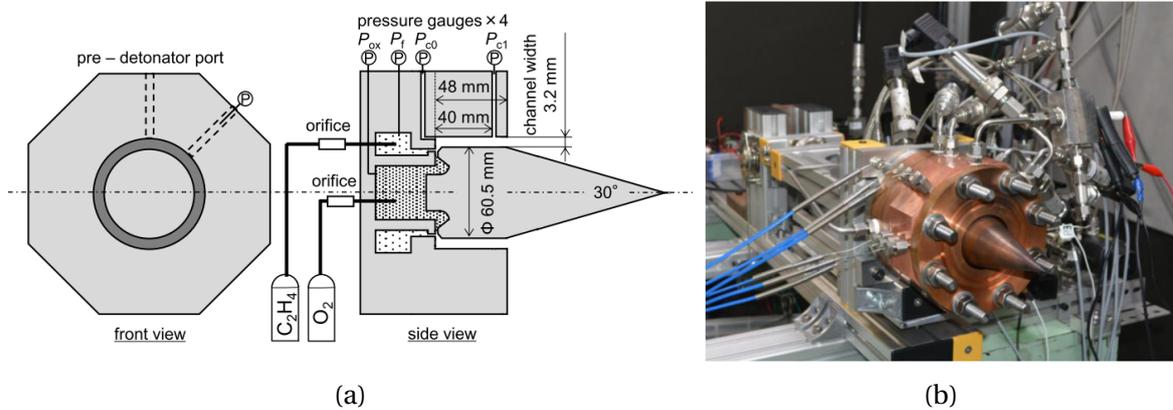


FIGURE 3.17 – (a) Schéma et (b) photographie du RDE utilisé à l'université de Nagoya [52].

St George et al. [106] ont mis au point un RDE axial (Fig. 3.18a) basé sur la chambre annulaire mise au point par Shank [98] en 2012. Leur chambre possède un diamètre extérieur de 154 mm et une épaisseur qui peut être variée de 3.8 mm à 13.1 mm en changeant le cylindre intérieur. L'air est injecté radialement par une surface d'épaisseur ajustable et le carburant est injecté axialement par des orifices répartis sur une plaque d'injection au fond de la chambre. Cette dernière peut être changée de manière à tester diverses géométries d'injection (Fig. 3.18b). Ce RDE peut être alimenté jusqu'à 1.2 kg/s d'air, 17 g/s d'hydrogène, 60 g/s d'éthylène et 80 g/s de propane.

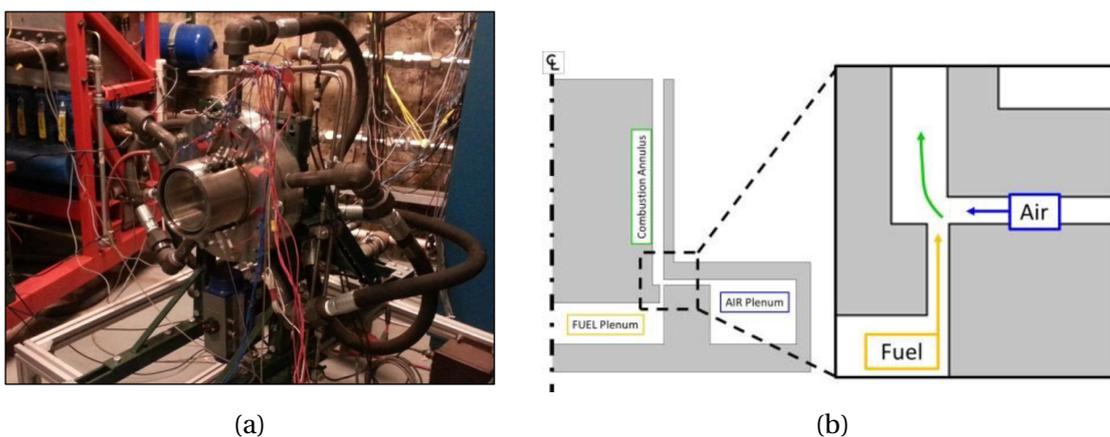


FIGURE 3.18 – (a) Photographie et (b) schéma en coupe de la chambre annulaire développée par St George et al. [106].

Les premiers tests ont été réalisés avec une épaisseur d'injection d'air de 1.6 mm et la même géométrie d'injection que Shank [98], soit 80 trous de 2.5 mm de diamètre sur un cercle de 150 mm. Pour un mélange H_2/air avec un débit massique total de 250 g/s

et une richesse de 1.17, le front se déplace à 1200-1300 m/s. Pour un mélange C_2H_4/air avec un débit massique total de 500 g/s et une richesse de 0.82, ils observent toujours un déficit par rapport à D_{CJ} . De plus, les phases de fonctionnement en détonation rotatives sont entrecoupées de phases d'extinctions et de rallumage, environ toutes les 0.05 s sur une durée de fonctionnement totale de 1 s.

Trois plaques d'injection de carburant [3, 6] avec la même surface d'injection ont été testées, chacune associée à un rapport entre la distance séparant les orifices et leur diamètre, afin de préciser l'effet de l'injection sur le fonctionnement de la chambre. Les différentes configurations ont des limites d'opérabilité similaires sauf pour les mélanges pauvres. Les célérités mesurées sont inférieures à la célérité D_{CJ} , environ 80%, mais restent supersoniques par rapport aux produits de détonation. L'ajout d'une tuyère en sortie de la chambre permet d'augmenter la pression dans celle-ci, les niveaux passent d'environ 1.5 bar sans à 6 bar avec. Elle permet également l'obtention de front se propageant à des célérités égales à D_{CJ} pour des richesses entre 1 et 1.5. Les auteurs ont également utilisé un mélange d'éthylène et d'hydrogène comme carburant [105] afin de diminuer la longueur d'induction du front de détonation ZND. Cela a permis d'augmenter la stabilité de la détonation rotative et de faciliter son rallumage après une extinction. Par contre, les célérités mesurées présentent des déficits très importants de l'ordre de 60% de D_{CJ} .

St. George et al. [104] discutent également de l'effet de l'épaisseur de la chambre et de la dilution en azote du mélange réactif. La chambre est alimentée avec des mélanges hydrogène/air enrichi en oxygène et plusieurs épaisseurs de cette dernière, notée w_{ch} , sont considérées, soit 3.8, 5.7, 7.6 et 13.1 mm. Des régimes de détonations rotatifs avec un à trois fronts sont observés pour chacune des épaisseurs étudiées. Les célérités mesurées sont alors comprises entre 80% et 95% de D_{CJ} . Les auteurs observent que le nombre de fronts diminue lorsque le taux d'azote $\beta = [N_2]/[O_2]$ augmente et que les plus petites épaisseurs de chambre sont les moins favorables à propagation de la détonation (Fig. 3.19a). En estimant la hauteur totale des fronts de détonation par $h_{tot} = \dot{m}_{tot}/(\rho_{inj}.D.e)$, établi par Wolanski [119], ils observent (Fig. 3.19b) que le nombre de fronts n augmente avec le rapport entre la hauteur totale des fronts de détonation et la largeur des cellules de détonation λ . Il est intéressant de noter que les valeurs de h_{tot}/λ pour lesquelles le nombre de fronts change diminuent lorsque w_{ch}/λ augmente.

Anand et al. [9] ont étudié une version semi-confinée centripète du RDE de Shank [98]. Il s'agit d'une chambre creuse sans cylindre intérieur. Elle fonctionne avec des mélanges hydrogène/air, avec des débits d'air de 0.2, 0.3, 0.4 et 0.5 kg/s, pour des richesses comprises entre 0.8 et 1.6. Des visualisations par caméra ultrarapide ont permis d'observer le comportement des fronts de détonation le long de la paroi extérieure de la chambre. Des capteurs de pression sont disposés sur une circonférence et sur une génératrice de la chambre. Les célérités de détonation, déduites des signaux de pression circonférentiels, augmentent avec la richesse, mais pas avec le débit d'air et varient entre 72% de D_{CJ} , pour $ER = 0.8$, et 95% de D_{CJ} , pour $ER = 1.6$. Elles sont donc grandement améliorées par rapport aux tests réalisés, pour les mêmes mélanges et débits massiques totaux, dans la chambre

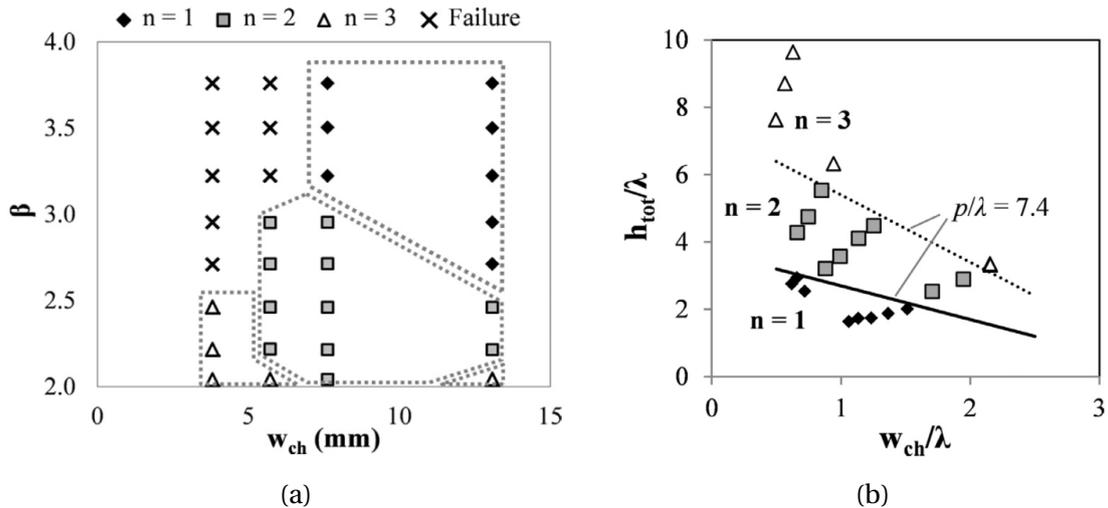


FIGURE 3.19 – (a) Nombre de fronts de détonation n en fonction du taux de dilution en azote (β) et de l'épaisseur de la chambre (w_{ch}) [104]; (b) Hauteur totale de mélange (h_{tot}) en fonction de celle de la chambre (w_{ch}) adimensionnées par la largeur des cellules de détonation λ [104].

de même diamètre extérieur avec un cylindre intérieur. Anand et al. soulignent également que sans cylindre intérieur, les mécanismes de combustion et de dynamique des gaz sont tridimensionnels et non plus bidimensionnels.

Par ailleurs, l'analyse des signaux de pression a permis à Anand et al. [4] d'isoler quatre types d'instabilités. Le premier type, dit "chaotique", est caractérisé par une fluctuation importante et aléatoire de l'amplitude des pics de détonation. Ces auteurs notent que les instabilités chaotiques sont principalement causées par l'utilisation de mélanges réactifs pauvres, de faibles pressions d'injection de l'air ou d'orifices d'injection du carburant trop grands. Cela conduirait, après le passage du front de détonation, à un décalage entre les injections de carburant et d'air entraînant un mauvais mélange des gaz et, donc, les instabilités. Le deuxième type correspond à des phases basse fréquence de croissances et de décroissances des pressions des fronts de détonation. Il est observé pour la plupart des tests et est assez similaire à aux instabilités observées par Liu et al. [72]. Anand et al. supposent que la cause pourrait être une résonance de Helmholtz dans le plénum d'air. Le troisième type est une transition entre un régime rotatif à un front et un régime rotatif à deux fronts. Il est observé pour les débits massiques totaux les plus élevés et serait lié à l'augmentation de la hauteur du mélange injecté dans la chambre. Le quatrième type est un mode de propagation pulsé longitudinal de la détonation [7], avec un front réactif se propageant entre le fond et la sortie de la chambre. La Figure 3.20a synthétise les mécanismes de formation et de maintien du mode de propagation pulsé longitudinal de la détonation. L'apparition de ce mode est causée par une réduction de section en sortie de chambre qui va y augmenter la pression moyenne, mais aussi permettre la réflexion des ondes des chocs vers l'intérieur. L'onde de détonation va d'abord se propager vers la sortie de la chambre en s'amortissant à environ 70 - 80 % de D_{CJ} . Le choc va ensuite se réfléchir sur la réduction de section et se propager à 31 % de D_{CJ} et s'amortir en ondes de compression qui vont élever la pression du mélange injecté et provoquer l'amorçage de

la détonation dans le fond de la chambre.

Anand et al. [4] indiquent que le maintien de ce mode de propagation n'est possible que pour un rapport P_R des pressions dans le plénum d'air et dans la chambre compris dans l'intervalle $P_R = [1.4 - 1.85]$. La fréquence de ce mode est comprise entre 3.1 et 4.2 kHz et est fonction de la contre-pression et de la richesse (Fig. 3.20b).

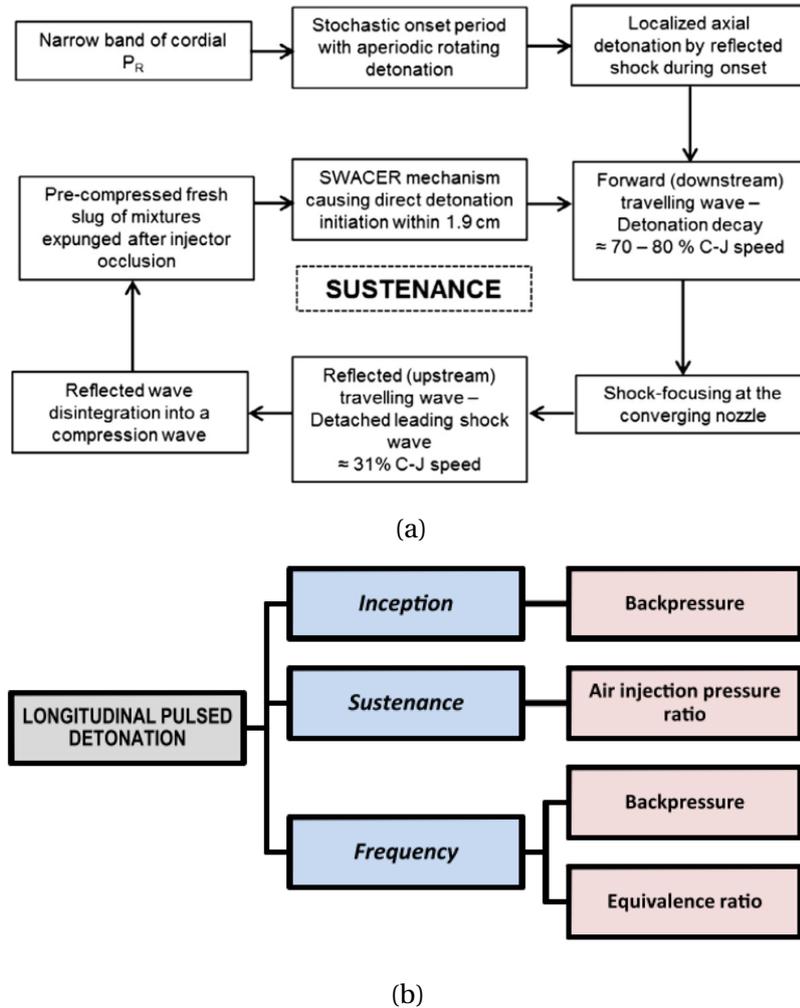


FIGURE 3.20 – (a) Mécanismes de création et de maintien du mode de propagation pulsé longitudinal observé par Anand et al. [7]; (b) Impact des différents paramètres sur le mode de propagation pulsé longitudinal observé par Anand et al. [7].

Des études complémentaires sur ce type de RDE ont été réalisées pour caractériser les phases d'amorçage [107] et de transition [103]. Les instabilités de pression dans les plénums de carburant et d'oxydant, au cours du fonctionnement du RDE, ont également été étudiées [5, 8]. La propagation du front de détonation peut être perturbée par les fluctuations de pression générées lors de son passage sur les injecteurs.

Les Tableaux 3.3, 3.4 et 3.5 présente une synthèse des caractéristiques et des résultats des RDE axiaux et semi-confinés centripètes que nous avons présentés dans cette section.

Auteurs	Références	Dimensions	Type	Carburant (injection)	Oxydant (injection)	Débit	D/D _{CJ}	Nombre de fronts
Nicholls et al.	[83]	$\varnothing_e = 203.2$ mm $e = 12.7$ mm $L = 50.8$ mm	Axial	H ₂ ou CH ₄ (injecteurs)	O ₂ (injecteurs)	/	≈ 1	1
Bykovskii et al.	[16, 21, 26]	$\varnothing_e = 40$ mm $e = 5$ mm $L = 100$ mm	Axial	H ₂ ou C ₂ H ₄ C ₂ H ₂ ou CH ₄ (injecteurs)	O ₂ (surfaccique)	25-48 g/s (H ₂) 100-130 g/s (C ₂ H ₂) 31-64 g/s (CH ₄) 57-150 g/s (C ₂ H ₄)	0.78-0.86 (H ₂) 0.62-0.95 (C ₂ H ₂) 0.67-0.8 (CH ₄) 0.67-0.89 (C ₂ H ₄)	1-2 (H ₂) 1-4 (C ₂ H ₂) 1-2 (CH ₄) 2-4 (C ₂ H ₄)
Bykovskii et al.	[24]	$\varnothing_e = 306$ mm $e = 16.5/23/38$ mm $L = 300$ mm	Axial	C ₂ H ₂ ou H ₂ (injecteurs)	Air (surfaccique)	2.3-5.6 kg/s (C ₂ H ₄) 1.7-4.3 kg/s (H ₂)	0.48-0.6 (C ₂ H ₄) 0.4 - 0.5 (H ₂)	1 (C ₂ H ₄) 1-3 (H ₂)
Bykovskii et al.	[29-31]	$\varnothing_e = 306$ mm $e = 23$ mm $L = 175 - 360$ mm	Axial	H ₂ (injecteurs)	Air (surfaccique)	1 - 9 kg/s	0.4 - 0.6	1 - 3
Bykovskii et al.	[23, 27, 29]	$\varnothing_e = 40/100$ mm $e = 5$ mm $L = 100$ mm	Axial noyau conique	H ₂ (surfaccique)	O ₂ (surfaccique)	20 - 100 g/s	0.6 - 1.4	1 - 3
Canteins	[34]	$\varnothing_e = 100$ mm $e = 2.5/5$ mm $L = 47.5$ mm	Axial	C ₂ H ₄ (surfaccique)	O ₂ (surfaccique)	8.5 - 3.5 g/s	0.4 - 0.55	1 - 11
Wolanski et al.	[63]	$\varnothing_e = 95/134/150$ mm $e = 5 - 20$ mm $L = 23 - 50$ mm	Axial	H ₂ (injecteurs)	O ₂ (surfaccique)	/	0.75	1

TABEAU 3.3 – Paramètres des principaux RDE axiaux et semi-confinés centripètes (1/3).

Auteurs	Références	Dimensions	Type	Carburant (injection)	Oxydant (injection)	Débit	D/D _{CJ}	Nombre de fronts
Wolanski et al.	[64]	$\varnothing_e = 38$ mm $e = 4$ mm $L = 23 - 50$ mm	Axial	CH ₄ ou C ₂ H ₆ ou C ₃ H ₈ (injecteurs)	O ₂ (surfaccique)	/	0.58-0.67	1
Wolanski et al.	[64]	$\varnothing_e = 150$ mm $e = 5$ mm $L = 23 - 50$ mm	Axial	CH ₄ ou C ₂ H ₆ ou C ₃ H ₈ (injecteurs)	O ₂ (surfaccique)	/	0.83	1
Le Naour et al.	[67]	$\varnothing_e = 100$ mm $e = 10$ mm $L = 90$ mm	Axial	H ₂ (injecteurs)	O ₂ (injecteurs)	100 g/s	≈ 1	2-3
Le Naour et al.	[68]	$\varnothing_e = 330$ mm $e = 25$ mm	Axial	H ₂ (injecteurs)	Air (injecteurs)	1.85-3.35 g/s	0.7-0.8	2-3
Liu et al.	[72]	$\varnothing_e = 79$ mm $e = 10$ mm $L = 100$ mm	Axial	H ₂ (injecteurs)	O ₂ (surfaccique)	6.7 g/s	0.6	1
Frolov et al.	[45]	$\varnothing_e = 406$ mm $e = 25$ mm $L = 310$ mm	Axial	H ₂ (surfaccique)	O ₂ (surfaccique)	5.4-7.5 kg/s	0.64-0.97	1-4
Lin et al.	[71]	$\varnothing_e = 100$ mm $e = 5$ mm $L = 74$ mm	Axial	H ₂ (injecteurs)	O ₂ (surfaccique)	147.6-280 g/s	0.58-0.85	1-2

TABEAU 3.4 – Paramètres des principaux RDE axiaux et semi-confinés centripètes (2/3).

Auteurs	Références	Dimensions	Type	Carburant (injection)	Oxydant (injection)	Débit	D/D _{CJ}	Nombre de fronts
Lin et al.	[70]	$\varnothing_e = 100$ mm L = 74 mm	Semi-confiné centripète	C ₂ H ₄ (injecteurs)	O ₂ (surfaccique)	170-250 g/s	0.69	4
Zhang et al.	[124]	$\varnothing_e = 100$ mm e = 5 mm L = 74 mm	Axial/ Semi-confiné centripète	H ₂ (injecteurs)	Air (surfaccique)	353-372 g/s	0.95-1.2	1
Zhang et al.	[125]	$\varnothing_e = 100$ mm L = 74 mm	Semi-confiné centripète	H ₂ (injecteurs)	Air (surfaccique)	270 g/s	0.79-0.96	1-2
Naples et al. Rankin et al.	[81] [88]	$\varnothing_e = 153.9$ mm e = 7.6 mm L = 101.6 mm	Axial	H ₂ (injecteurs)	Air (surfaccique)	0.14-1.55 kg/s	0.63-0.88	1-2
Yang et al.	[86, 120]	$\varnothing_e = 80$ mm e = 5 mm L = 40 mm	Axial	H ₂ (injecteurs)	Air (surfaccique)	30-210 g/s	0.64-0.8	1
Goto et al. Kato et al.	[52, 60]	$\varnothing_e = 60.5$ mm e = 3.2 mm L = 48 mm	Axial	C ₂ H ₄ (surfaccique)	O ₂ (surfaccique)	100-200 g/s	0.70-0.93	2-3
St George et al.	[3, 6, 104, 106]	$\varnothing_e = 154$ mm e = 3.8/5.7/7.6/13.1 mm	Axial	H ₂ /C ₂ H ₄ (injecteurs)	Air (surfaccique)	250-500 g/s	0.8-0.95	1-3
Anand et al.	[9]	$\varnothing_e = 154$ mm	Semi-confiné centripète	H ₂ (injecteurs)	Air (surfaccique)	200-500 g/s	0.72-0.95	1-2

TABLEAU 3.5 – Paramètres des principaux RDE axiaux et semi-confinés centripètes (3/3).

3.2 Travaux numériques

La visualisation de l'écoulement et des fronts d'onde de détonation ainsi que l'obtention de mesure directe de pression ou de température en cours de fonctionnement d'un RDE axial est très difficile. La forme annulaire de la chambre d'un RDE axial ou semi-confiné ne permet pas l'observation de la structure de l'écoulement par les méthodes de strioscopie ou d'ombroscopie à cause de la courbure des parois (contrairement aux RDE radiaux [59, 79, 80]). Une méthode indirecte couramment utilisée pour l'étude de la détonation est la méthode des traces sur dépôt de carbone. Elle permet d'observer la structure cellulaire après le passage du front de détonation. Cependant, elle ne peut être mise en œuvre dans le cas d'un RDE, car le front passe 5000 à 10000 fois par seconde au même endroit. Les capteurs de pression et leurs supports doivent être protégés des gaz à haute température par une mince couche de silicone pour limiter la dérive thermique et leur dégradation (Section 4.4.2). Cependant, cette épaisseur non négligeable engendre une imprécision sur les amplitudes mesurées ainsi que des oscillations parasites. L'utilisation d'un thermocouple est également problématique, car les fronts de détonation rotatifs sont très rapides (de l'ordre de 1 à 2 km/s) et impliquent l'usage de capteurs avec un temps de réponse court, donc de petite taille. De ce fait, ces derniers ne pourront pas résister aux passages successifs des ondes de détonation.

Ainsi pour obtenir des informations sur la dynamique des détonations et de l'écoulement engendré dans un RDE, des modélisations numériques bidimensionnelles et tridimensionnelles sont menées depuis les années 1970. Mais en raison du manque de puissance des ordinateurs de l'époque, ces modélisations numériques ne pouvaient être ni trop détaillées ni réalisées sur des domaines de calcul importants. Elles comportaient également de nombreuses hypothèses simplificatrices. En dépit de ces limitations, Adamson et al. [1, 2] ont réalisé les premiers calculs théoriques des performances d'un RDE et de la structure de base d'une onde de détonation rotative (Fig. 3.21) dans un milieu diphasique. Bien que fondée sur une configuration idéale des ondes dans la chambre, cette modélisation inclut la plupart des mécanismes présents dans la chambre, i.e., le front de détonation, l'onde de choc oblique, les lignes de glissement et la détente derrière le front.

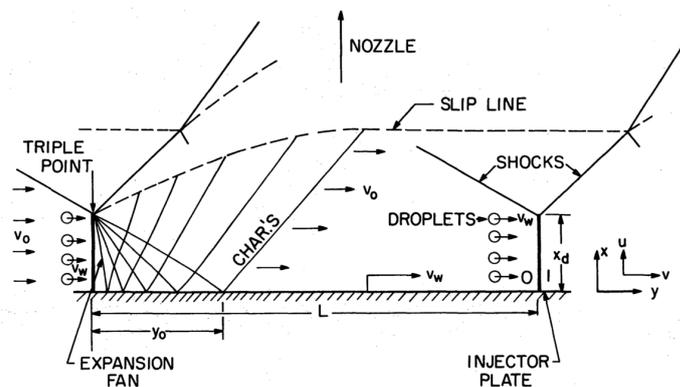


FIGURE 3.21 – Structure de l'écoulement entre deux fronts de détonations rotatifs successifs dans le repère de la détonation [2].

Zhdan et al. [126–128] ont effectué les premières simulations numériques bidimensionnelles de la propagation continue d'une onde de détonation rotative. Les champs d'écoulement obtenus donnent des résultats similaires aux diverses observations expérimentales (Fig. 3.22) avec des célérités de l'ordre de 80% de D_{CJ} . Cependant, l'utilisation de méthodes numériques simples et de trop grandes mailles ne permet pas de simuler les détails du front de détonation comme les points triples ou les instabilités de Kelvin-Helmholtz au niveau des interfaces, par exemple.

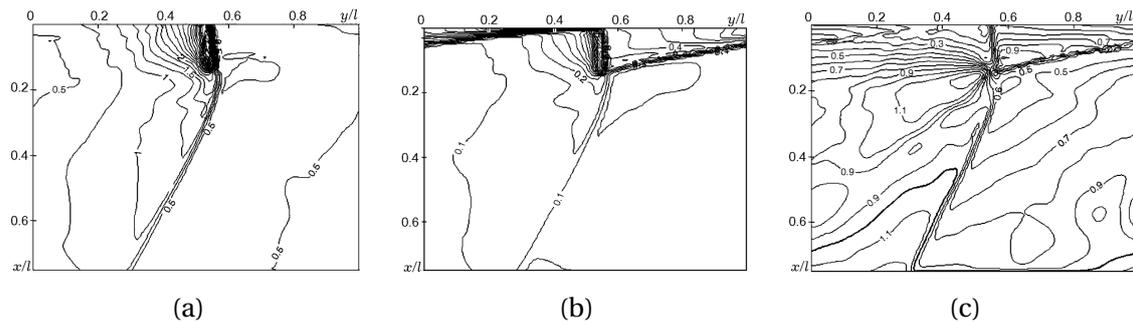


FIGURE 3.22 – Structure bidimensionnelle d'une onde de détonation rotative dans un RDE axial avec $l = 8$ cm : (a) isobares P/P_0 , (b) isochores ρ/ρ_0 et (c) isomachs [127].

Hishida et al. [54] ont déterminé l'écoulement dans un RDE axial en considérant la chambre annulaire comme un plan avec une limite périodique dans la direction de propagation. En utilisant un modèle de cinétique chimique à deux étapes et un maillage suffisamment raffiné, ils obtiennent une image très détaillée de l'écoulement (Fig. 3.23a) avec la couche de mélange, le front de détonation, le choc oblique, les lignes de glissement et en particulier les points triples associés à la structure cellulaire du front de détonation (Fig. 3.23b).

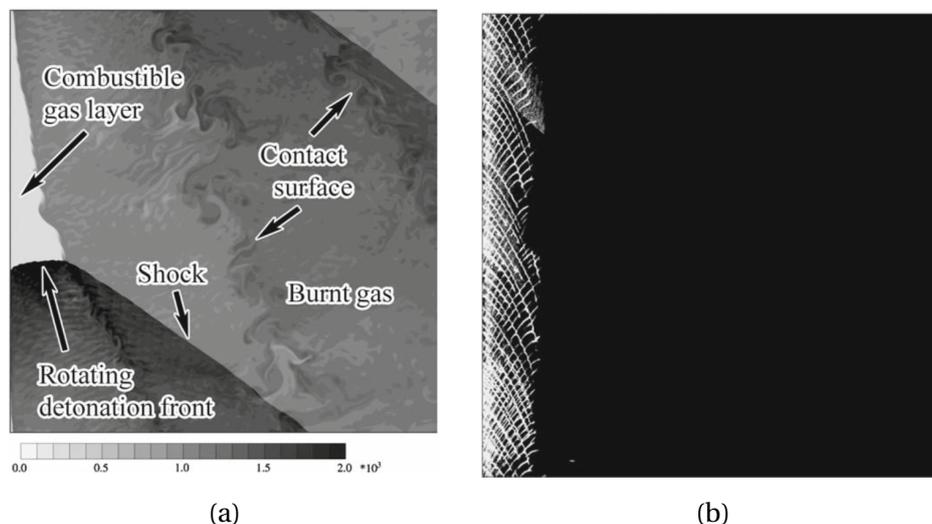


FIGURE 3.23 – (a) Distribution de température du domaine et (b) trajectoire des points triples du front de détonation rotatif obtenu par Hishida et al. [54].

Davidenko et al. [37–39] ont réalisé une modélisation numérique bidimensionnelle (2D) combinée avec une analyse théorique des performances. Elle montre l’avantage du RDE par rapport à une propulsion de fusée conventionnelle en termes de rendement thermodynamique et d’impulsion spécifique. Eude et al. ont également effectué une modélisation 3D [42] en utilisant un maillage adaptatif. Les modélisations 2D et 3D donnent des résultats essentiellement similaires, malgré quelques spécificités 3D liées à la présence de parois intérieures et extérieures, comme un front de détonation courbé et la réflexion d’ondes transverses.

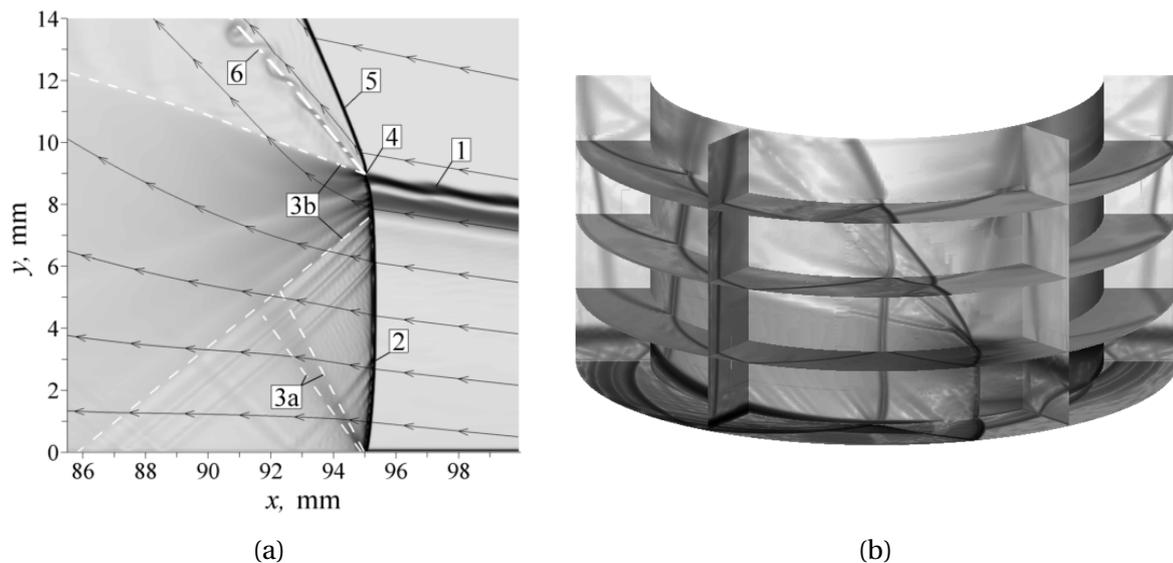


FIGURE 3.24 – Strioscopes numériques (a) bidimensionnelle obtenue par Davidenko et al. [37] et (b) tridimensionnelle obtenues par Eude et al. [42].

Les modélisations 2D et 3D de Schwer et Kailasanath [91–93,96] ont permis d’analyser les effets de différents paramètres sur la structure du front de détonation rotatif, comme la pression d’arrêt, la contre-pression, la taille de la chambre de combustion et le carburant utilisé. Ils ont en particulier étudié l’effet d’une injection non continue (Fig. 3.25a) sur la propagation de la détonation, et ce pour plusieurs formes d’injecteurs [94, 95]. D’autre part, leurs modélisations ont mis en évidence la forme de la couche de mélange dans le cas d’un régime de détonation contrarotatif. En considérant que la plupart des modélisations ne prennent pas en compte l’écoulement des gaz brûlés en dehors de la chambre de détonation, ils ont comparé les résultats tridimensionnels obtenus avec ou sans un grand volume d’éjection en sortie du RDE [97] (Fig. 3.25b) de manière à apprécier son impact sur la structure de l’écoulement calculée et sur les performances du moteur. Leurs résultats indiquent que la prise en compte de ce grand volume d’éjection influe peu sur l’écoulement dans la chambre, ce qui valide les modélisations qui ne le prennent pas en compte.

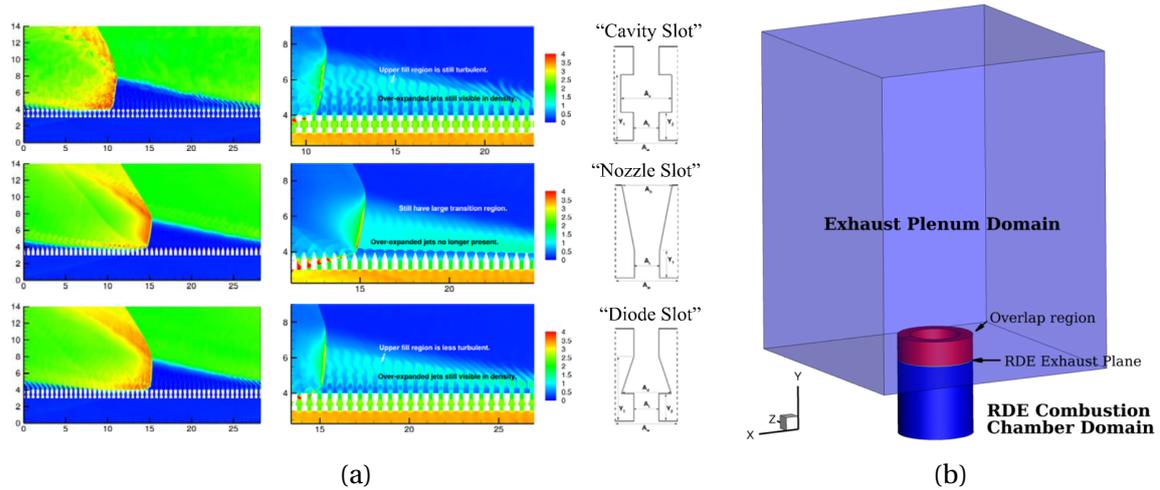


FIGURE 3.25 – (a) Champs de température (à gauche) et de densité (à droite) pour différentes formes d’injecteur [94, 95]; (b) Domaine de calcul 3D avec le grand volume d’éjection [97].

Braun et al. [14, 15], Lu et al. [73] et Mizener et al. [77] ont développé un modèle du cycle d’un RDE utilisant une modélisation simplifiée des différents éléments (détonation, choc, détentes,...) du front rotatif. Ils ont alors étudié l’effet du Mach de vol sur les performances de moteurs à détonation. Ils ont ainsi comparé les performances d’un PDE aérobie et d’un RDE, anaérobie ou aérobie. Pour ce dernier, ils ont obtenu des impulsions spécifiques de 3800 s et de 1500 s, avec respectivement de l’hydrogène et du propane comme carburant.

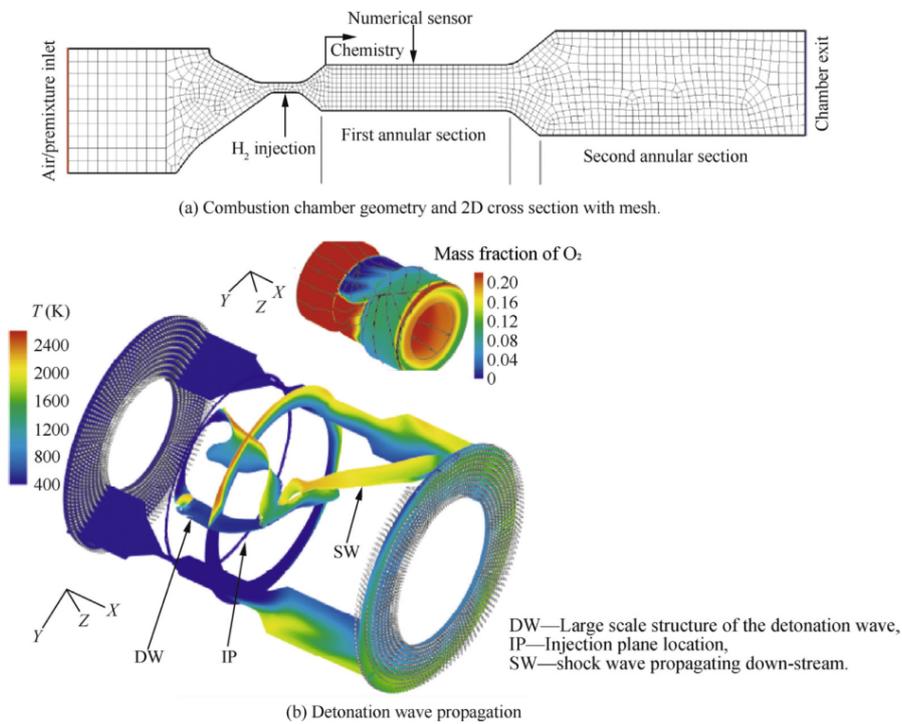


FIGURE 3.26 – (a) Maillage numérique de Swiderski et al. pour obtenir (b) le champ de température 3D dans un RDE axial [109].

Folusiak et al. [44] et Swiderski et al. [109] ont réalisé une simulation tridimensionnelle d'un RDE axial en prenant en compte le plénum d'air afin d'avoir la modélisation de l'injection la plus fidèle possible (Fig. 3.26a). Ils ont visualisé les propagations azimutales et radiales du front de détonation rotative, avec, en particulier, une zone de forte température située le long de la paroi extérieure du moteur (Fig. 3.26b). Cette simulation indique que le front de détonation est plus fort le long de la paroi extérieure. En revanche, le maillage utilisé n'est pas assez raffiné pour obtenir des détails de l'écoulement comme les points triples des cellules de détonation.

Wang et al. [117] ont modélisé un RDE axial en 3D et étudié l'impact de la vitesse d'injection sur la propagation du front de détonation rotatif. La Figure 3.27 montre les isobares pour des vitesses d'injection allant de 100 m/s à D_{CJ} . Ces auteurs observent que l'inclinaison du front par rapport à la paroi d'injection augmente avec la vitesse d'injection. L'inclinaison maximale observée est de 90° pour une vitesse d'injection égale à celle du front de détonation prise égale à D_{CJ} . Si l'injection était plus rapide, le front serait alors "soufflé" de la chambre et le régime rotatif s'interromprait. Ce résultat permet de fournir une limite haute sur la vitesse d'injection dans un RDE.

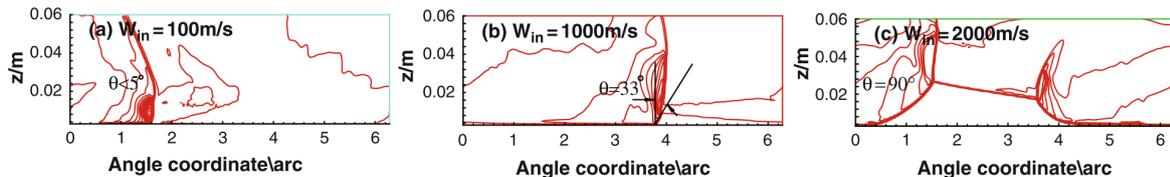


FIGURE 3.27 – Isobares pour différentes vitesses d'injection [117].

La plupart des modélisations utilisent des injections de combustible et d'oxydant prémélangés ce qui n'est pas le cas des RDE réels. C'est pourquoi Frolov et al. [46] ont modélisé un RDE axial en 3D avec des injections d'hydrogène et d'air séparées. Ils ont ainsi obtenu un front de détonation rotatif avec une fréquence de rotation de 2.1 kHz, soit 2020 m/s (72% D_{CJ}), valeur qui est en accord avec des résultats expérimentaux obtenus pour les mêmes mélanges [81, 86, 88, 120].

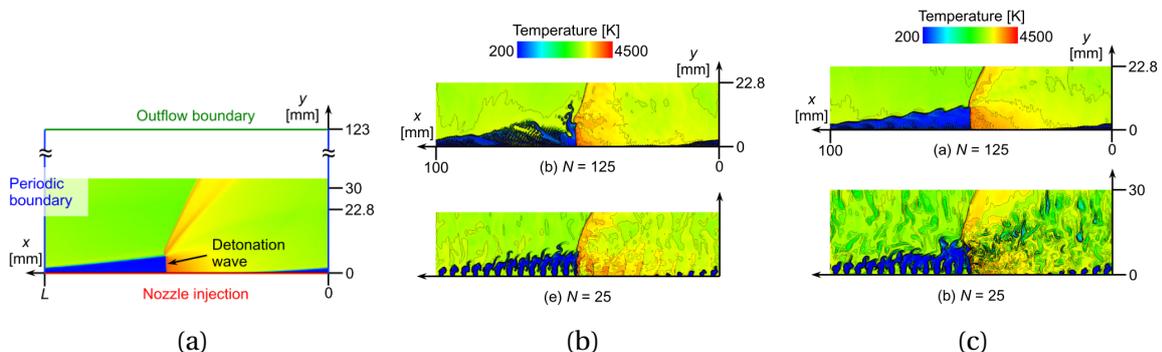


FIGURE 3.28 – (a) Domaine de calcul avec injection; distribution de température avec l'injection (b) prémélangée et (c) adjacente (N : nombre d'injecteurs) [48].

Associés aux travaux expérimentaux de Kasahara et al. [59] et Nakagami et al. [79, 80] sur les RDE radiaux centripètes, Fujii et al. [47, 48] ont modélisé la propagation d'une détonation rotative pour différentes configurations d'injecteurs. Leur domaine de calcul est bidimensionnel avec limite périodique (Fig. 3.28a) et la courbure de la chambre est négligée. Leurs résultats peuvent être donc utilisés pour les RDE axiaux et radiaux. Ils ont étudié trois types d'injection, prémélangée, adjacente (injecteurs d'oxydant et de carburant appariés) et non adjacente (injecteurs de l'oxydant et du carburant régulièrement espacés). Le nombre d'injecteurs sur la longueur du domaine est compris entre 10 et 500. Dans le cas d'une injection prémélangée (Fig. 3.28b), le déficit de célérité calculé est quasi nul, quel que soit le nombre d'injecteurs. Pour l'injection adjacente (Fig. 3.28c), le front se propage à D_{CJ} pour un nombre d'injecteurs important (125), mais la célérité chute à 84% de D_{CJ} pour 25 injecteurs. L'injection non adjacente est la moins performante puisqu'elle ne permet une propagation du front qu'à seulement 78% de D_{CJ} .

Les RDE semi-confinés centripètes (i.e., chambres creuses) font également l'objet de modélisations récentes. Par exemple, les travaux de Tang et al. [110], de Yao et al. [10, 11] et de Stoddard et al. [108]. Ces résultats permettent de valider numériquement la faisabilité d'un RDE semi-confiné centripète pour différentes conditions d'injection, de prémélange et de taille de la chambre. Cependant, les comparaisons avec des résultats expérimentaux effectués dans des conditions de fonctionnement similaires et avec les mêmes dimensions montrent des différences importantes, en particulier pour le nombre de fronts de détonation dans la chambre.

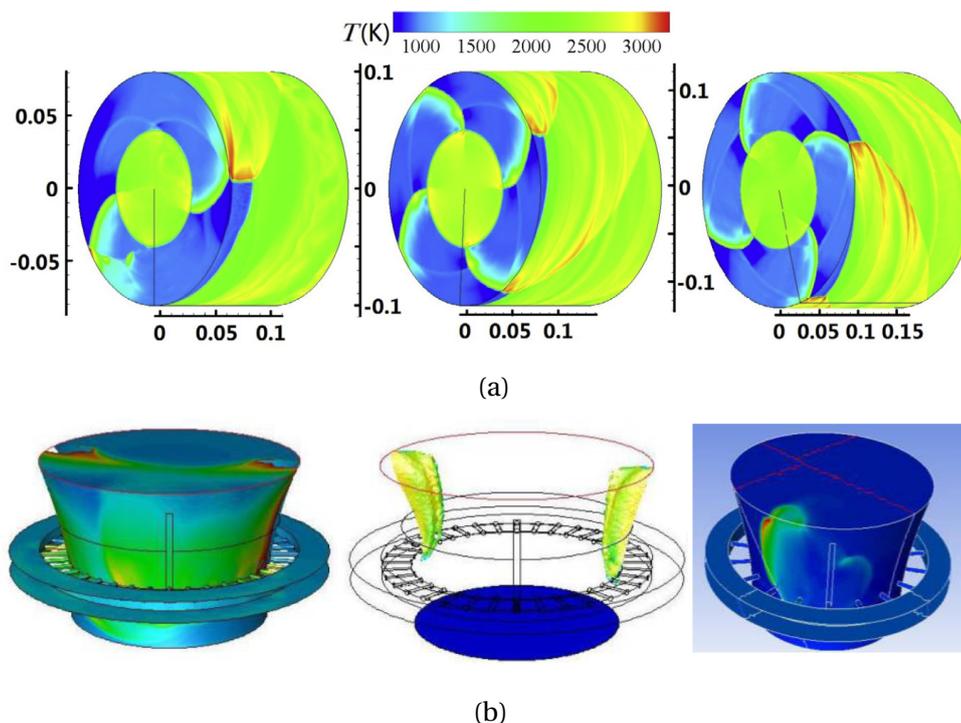


FIGURE 3.29 – (a) Champ de température obtenu par Yao et al. dans une chambre creuse [10, 11]; (b) Champ de pression (à gauche), ondes de choc (au milieu) et champ de pression sur la paroi extérieure (à droite) obtenus par Stoddard et al. dans une chambre creuse [108].

3.3 Synthèse

La majorité des travaux expérimentaux et numériques sur les RDE axiaux et semi-confinés centripètes démontrent la faisabilité de ce type de moteur pour plusieurs configurations de RDE et conditions de fonctionnement et aussi une large gamme de paramètres. Néanmoins plusieurs observations ressortent :

- Les fronts de détonation rotatifs accusent des déficits de célérité allant jusqu'à 65% de la célérité D_{CJ} . De plus, l'augmentation du nombre de fronts provoque une diminution de la célérité de propagation de chacun.
- Il ne semble pas y avoir de conditions particulières régissant l'apparition du régime de détonation contrarotatif. En revanche, les mesures de célérité de propagation indiquent que les fronts du régime contrarotatif sont plus lents que ceux des régimes rotatifs.
- Les visualisations de fronts de détonation rotatifs ont mis en évidence un lien entre le débit des gaz injectés dans la chambre et la hauteur de l'onde de détonation. La hauteur du front augmente avec le débit jusqu'à une limite au-dessus de laquelle un nouveau front apparaît. La hauteur de chaque front est alors plus petite.
- La diminution de la longueur du cylindre intérieur permet de réduire les déficits de pression et de célérité mesurés dans un RDE axial.
- Les RDE semi-confinés centripètes présentent des caractéristiques de propagation des détonations rotatives supérieures à celles de la configuration axiale.
- Le type d'allumage ne semble pas influencer sur les régimes de détonation rotatifs, mais le régime transitoire obtenu après l'allumage est plus court à mesure que la puissance de l'allumeur augmente.
- Les modélisations et les simulations permettent d'avoir une meilleure idée de la structure de l'écoulement à l'intérieur de la chambre annulaire. Même si des différences notables entre modélisations et expériences restent objectivement la règle, en particulier pour les célérités et les nombres de fronts. Elles donnent des estimations de certains paramètres de la détonation par exemple la hauteur du front réactif, c'est-à-dire la hauteur de la couche de mélange.

Chapitre 4

Dispositif expérimental et métrologie

*« Je n'ai pas échoué. J'ai simplement trouvé
10.000 solutions qui ne fonctionnent pas. »*

Thomas Edison

Sommaire

4.1	Chambre à détonation rotative	73
4.1.1	Description	73
4.1.2	Injection	76
4.1.3	Dispositif d'allumage	77
4.2	Système d'alimentation en gaz	80
4.2.1	Choix des mélanges gazeux utilisés	80
4.2.2	Circuit d'alimentation du moteur	85
4.2.3	Circuit d'alimentation du système d'allumage	87
4.3	Système de commande	89
4.4	Métrologie	90
4.4.1	Mesure des débits	90
4.4.2	Capteurs de pressions dynamiques	92
4.4.3	Visualisations	94
4.4.4	Mesure de la poussée	95
4.5	Conditions expérimentales	97

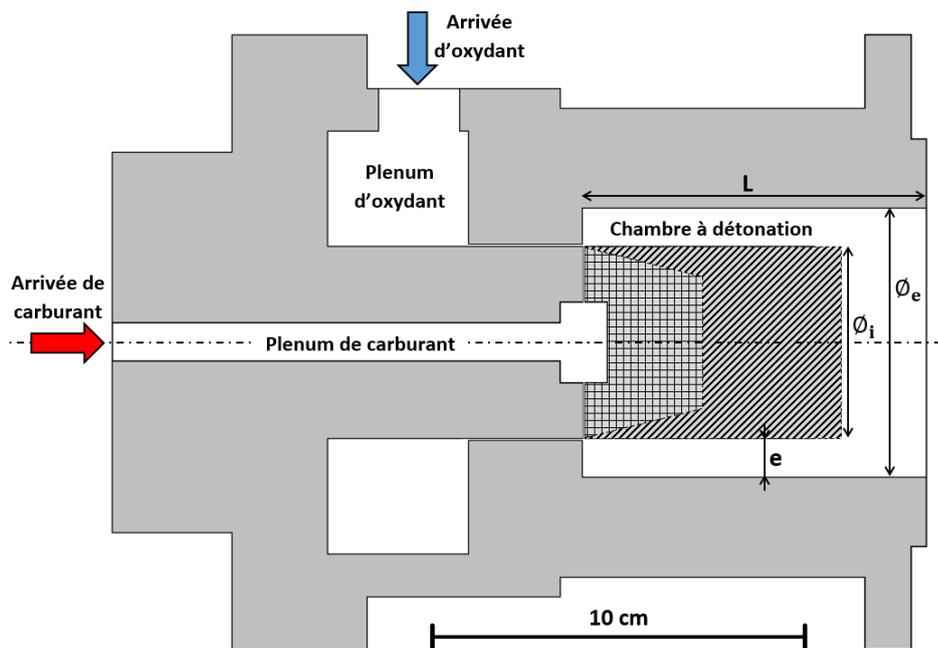
Nous décrivons dans ce chapitre le banc expérimental mis en œuvre dans ce travail. Il est conçu autour d'une chambre de combustion annulaire de type RDE axial (Section 4.1) avec une géométrie intérieure modulable permettant d'étudier l'influence de la forme de la chambre sur les propriétés des fronts d'onde en rotation dans celle-ci. La chambre est alimentée par des injections séparées d'éthylène et d'air enrichi en oxygène et le mélange réactif est ainsi formé à l'entrée de la chambre de détonation. Elle est reliée à un circuit d'alimentation en gaz et à un dispositif d'allumage (Section 4.2). Les méthodes de

diagnostics utilisées sont des capteurs de pression, des caméras ultrarapides et un dynamomètre pour évaluer la capacité propulsive (Section 4.4). Le diagnostic principal est la mesure de la pression dynamique sur laquelle nous nous basons pour identifier, caractériser et déterminer les domaines d'existence des modes de combustion.

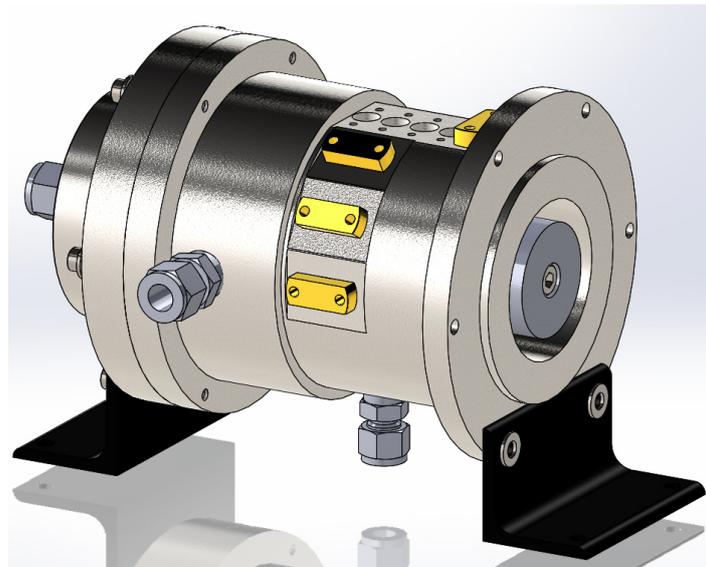
4.1 Chambre à détonation rotative

4.1.1 Description

La chambre de combustion est annulaire de type axial avec une géométrie intérieure modulable. Les Figures 4.1 montrent des vues en coupe (Fig. 4.1a) et en perspective (Fig. 4.1b) de celle-ci. Sur la vue en coupe, les deux géométries de paroi centrale étudiées sont représentées par les zones hachurée et quadrillée. Les dimensions de base de la chambre annulaire sont résumées dans le Tableau 4.1 et les plans de cette dernière sont donnés dans l'Annexe A.



(a)



(b)

FIGURE 4.1 – (a) Coupe et (b) perspective de la chambre de combustion. Les zones hachurée ou quadrillée correspondent au noyau central, respectivement, cylindrique ou conique.

Épaisseur initiale (e)	10 mm
Diamètre intérieur (\varnothing_i)	50 mm
Diamètre extérieur initial (\varnothing_e)	70 mm
Longueur totale (L)	90 mm

TABEAU 4.1 – Dimensions de base de la chambre annulaire de type RDE axial

La géométrie et les dimensions du noyau peuvent être modifiées, de même que l'épaisseur e de la chambre. Deux géométries de chambre ont été étudiées, selon que le noyau formant la paroi interne de la chambre est un cylindre (Fig. 4.2a) ou un cône convergent (Fig. 4.2b). Le Tableau 4.2 résume les dimensions des différentes géométries étudiées.

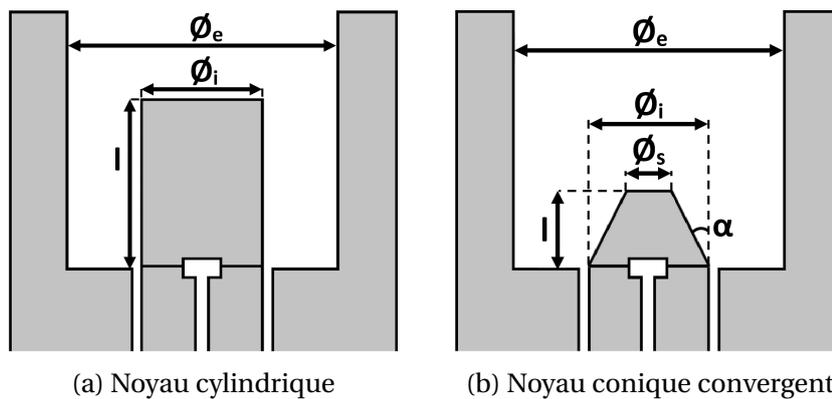


FIGURE 4.2 – Configurations de noyaux centraux utilisés.

Quatre noyaux cylindriques (Fig. 4.2a) ont été considérés, de même diamètre \varnothing_i et pour les quatre longueurs l suivantes : 90 mm (100 % de L), 62 mm (69 % de L), 30 mm (33 % de L) et 12 mm (13 % de L). La longueur $l = 12$ mm est la plus petite possible sur notre chambre sans avoir à modifier le plénum et l'injection de carburant.

Quatre noyaux coniques convergents (Fig. 4.2b) ont été considérés. Le corps central est alors un cône tronqué possédant un diamètre au niveau de la surface d'injection \varnothing_i de 50 mm, deux demi-angles au sommet α (7.9° et 14.6°) et deux longueurs l (30 mm et 12 mm). Pour les mêmes raisons que pour le noyau cylindrique, il n'est pas possible d'utiliser un noyau conique convergent d'angle α supérieur à 14.6° et de longueur l inférieure à 12 mm sans devoir modifier l'injection de carburant. Les dimensions des noyaux utilisés sont résumées dans le tableau 4.2.

Configuration	Cylindre				Cône convergent			
l [mm]	90	62	30	12	30	12		
α [°]	0				7.9	14.6	7.9	14.6
\varnothing_s [mm]	50				42	34	46.2	43.6

TABEAU 4.2 – Dimensions des différents noyaux centraux utilisés.

Le diamètre extérieur de la chambre peut être diminué de 10 mm grâce à une chemise, constituée d'un cylindre creux de faible épaisseur de paroi (Fig. 4.3). Son diamètre extérieur est identique à celui de la chambre (70 mm), son épaisseur de paroi est de 5 mm

et sa longueur est identique à celle de la chambre (90 mm). Il comporte plusieurs orifices positionnés aux mêmes emplacements que les capteurs de pression. Notre RDE possède ainsi deux épaisseurs initiales de chambre ($e = (\varnothing_e - \varnothing_i)/2$), soit : 10 mm pour $\varnothing_e = 70$ mm et 5 mm pour $\varnothing_e = 60$ mm. Ainsi, la surface normale à l'axe de la chambre au niveau de l'injection (S_0) est donc de $1.885 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ pour $\varnothing_e = 70$ mm et de $8.639 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ pour $\varnothing_e = 60$ mm.



FIGURE 4.3 – Élément de réduction du diamètre extérieur.

Le choix de ces dimensions résulte de l'analyse des données issues d'études antérieures, en particulier celles de Bykovskii et al. [25]. Ces auteurs ont établi des relations empiriques entre les dimensions critiques de la chambre annulaire d'un RDE et la largeur moyenne des cellules de détonation λ :

$$\begin{cases} \varnothing_{min} = n(30 \pm 19)\lambda \\ L_{min} = (24 \pm 10)\lambda \\ e_{min} = (2.4 \pm 1)\lambda \end{cases}$$

où \varnothing_{min} , L_{min} , e_{min} sont, respectivement, le diamètre, la longueur et l'épaisseur minimale d'une chambre annulaire permettant la propagation de fronts de détonation rotative et n est le nombre de fronts de détonation dans celle-ci. Dans le cadre de notre étude, le mélange réactif choisi est composé d'éthylène et d'air enrichi (les critères du choix et le mélange sont décrits dans la section 4.2.1). Les largeurs de cellules de détonation de ces mélanges à la stœchiométrie sont comprises entre 4 mm, pour un oxydant composé de 50% d'oxygène et de 50% d'azote, et 0.6 mm, pour l'oxygène pur. En prenant le cas de fonctionnement optimal, soit avec $\lambda = 0.6$ mm et un seul front dans la chambre, $n = 1$, on obtient les dimensions limites suivantes :

$$\begin{cases} \varnothing_{min}(n=1) \approx 18mm \\ L_{min} \approx 15mm \\ e_{min} \approx 1.44mm \end{cases}$$

En utilisant le mélange le plus sensible, on voit que les dimensions de la chambre sont largement suffisantes pour permettre la propagation de jusqu'à 4 fronts de détonation rotatifs avec $\varnothing_{min}(n=4) \approx 64$ mm.

Compte tenu des très courtes durées de fonctionnement retenues dans notre étude, notre chambre de RDE n'est pas pourvue de circuit de refroidissement.

4.1.2 Injection

Les injections de carburant et d'oxydant sont réalisées séparément dans le fond de la chambre au niveau de la paroi intérieure, respectivement radialement et axialement. Le carburant (en rouge sur la Figure 4.4a) est injecté dans la chambre de combustion par une surface annulaire d'épaisseur $\delta = 0.3$ mm, soit une surface d'injection S_{carb} de $4.71 \cdot 10^{-5}$ m², ce qui permet des vitesses d'injection de l'ordre de 350 m/s. L'oxydant (en bleu sur la Figure 4.4a) est injecté par une fente d'épaisseur $\Delta = 0.5$ mm au niveau de la paroi centrale de la chambre. La surface d'injection d'oxydant S_{ox} est donc de $7.93 \cdot 10^{-5}$ m², ce qui permet des vitesses d'injection de l'ordre de 600 m/s.

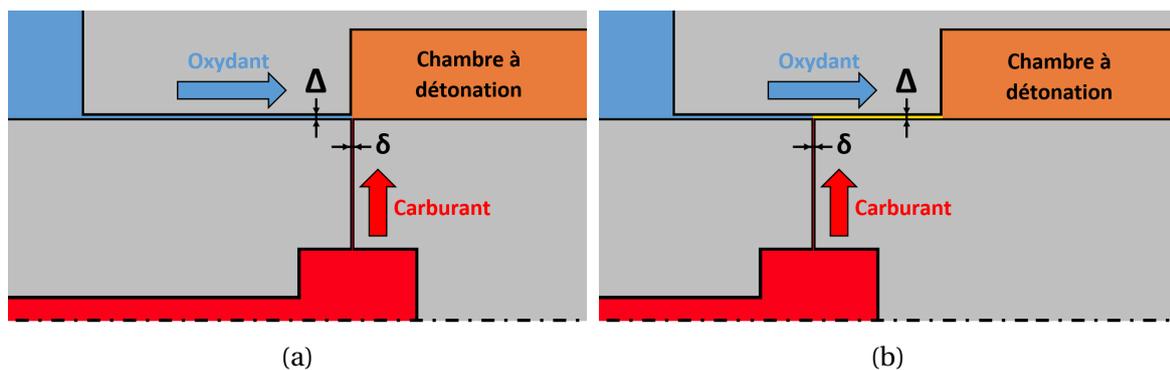


FIGURE 4.4 – Coupe du système d'injection (a) retenu et (b) préliminaire de notre RDE.

Dans une étude préliminaire, nous avons réalisé des expériences dans lesquelles la surface d'injection de carburant était positionnée à mi-chemin entre le plénum d'oxydant et la chambre de détonation (Fig. 4.4b) dans le but de favoriser leur mélange avant leur injection dans la chambre.

Cependant, les tests ont mis en évidence plusieurs problèmes associés à cette configuration pour les oxydants à fort taux d'oxygène :

- la présence de suies dans le plénum de carburant, indiquant une combustion ou une remontée de gaz brûlés dans ce dernier.
- la combustion s'installe dans la fente de prémélange (en jaune sur la Figure 4.4a) et non dans la chambre.
- une remontée de la combustion avec une augmentation de pression (Fig. 4.5a) endommageant les protections des capteurs de pression statique à l'intérieur des conduites d'alimentation en oxydant dans le cas d'une utilisation d'un mélange éthylène/oxygène (Fig. 4.5b).

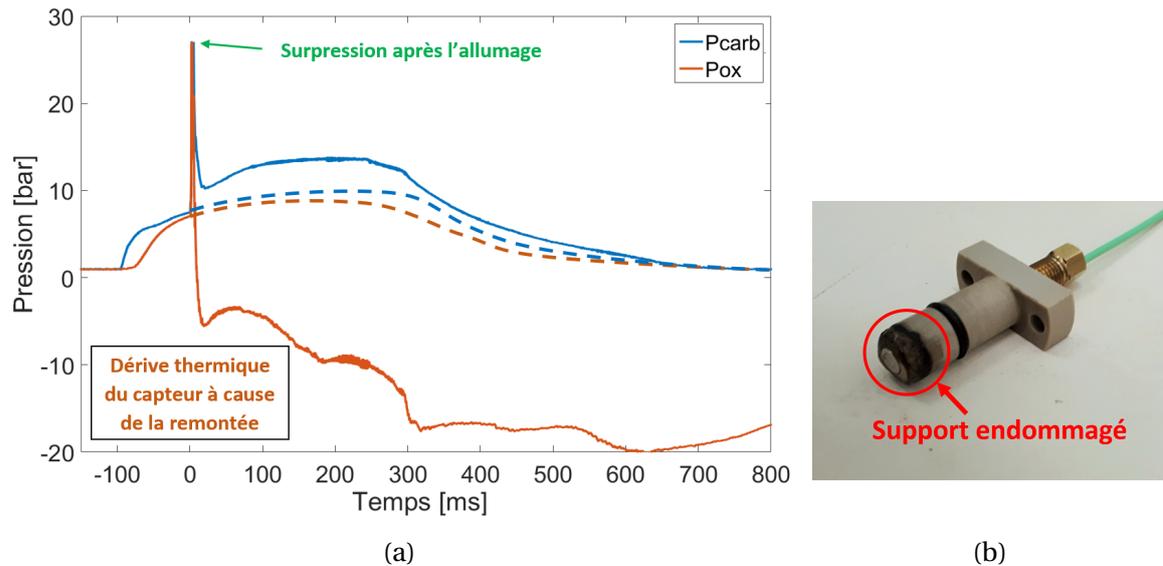


FIGURE 4.5 – (a) Pression statique dans les plenums avec (traits pleins) et sans (traits pointillés) remontée de combustion; (b) Support capteur endommagé lors du phénomène de remontée de combustion dans les conduits d'alimentation.

Cette configuration induisait donc des problèmes de sécurité, essentiellement en raison de la surpression brutale accompagnant ces remontées juste après l'allumage (Fig. 4.5a), et il a donc été retenu une configuration de type injection non prémélangé (Fig. 4.4a), qui de ce fait élimine ces problèmes.

4.1.3 Dispositif d'allumage

Le principal avantage du RDE est son fonctionnement continu à partir d'une unique utilisation du dispositif d'allumage. Dans ce travail, l'initiation de la détonation dans la chambre annulaire est obtenue par la transmission d'une détonation d'un tube dans lequel elle a été générée par Transition Déflagration-Détonation (TDD). Le dispositif d'allumage utilisé consiste en un tube à détonation de 8 mm de diamètre intérieur et de 160 mm de longueur relié radialement à la chambre annulaire (Fig. 4.6). Ce dernier est rempli avec un mélange de C_2H_4/O_2 stœchiométrique et une bougie automobile permet d'y initier la combustion qui va transiter vers une détonation, qui est ensuite transmise radialement dans la chambre annulaire. Dans les conditions de pression et de température ambiantes, le diamètre critique du mélange utilisé est de 6.5 mm [65]. Ce dernier correspond à la dimension transversale minimale permettant la transmission d'une détonation établie d'un tube de ce diamètre vers un espace plus grand. Dans notre cas, il est inférieur au diamètre du tube à détonation, ce qui nous assure la transmission de la détonation dans la chambre.

Afin de faciliter la TDD, le dispositif d'allumage dispose d'une spirale de Shchelkin faisant office d'obstacle, positionnée dans le tube (son pas est égal au diamètre du tube afin d'avoir les conditions optimales d'accélération de flamme [102]). Dans les tubes de section constante suffisamment longs, une déflagration transite spontanément vers le ré-

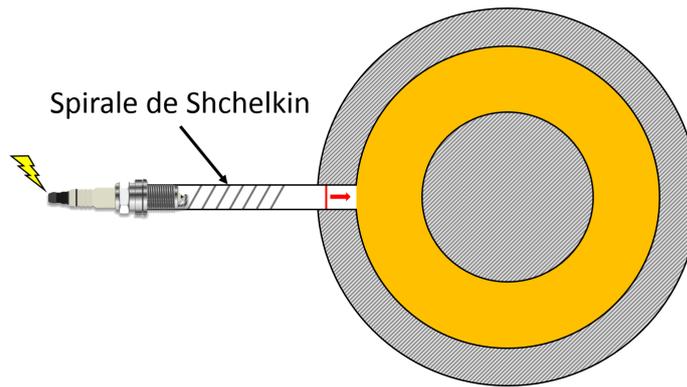


FIGURE 4.6 – Dispositif d'allumage simplifié.

gime de détonation. L'accélération d'une flamme subsonique va générer des ondes de compression qui finiront par engendrer une onde de choc aboutissant à une onde de détonation. La première description de ce phénomène est attribuée à Berthelot [12], il est maintenant communément appelé Transition Déflagration-Détonation ou TDD. Ce processus comporte six phases (Fig. 4.7) :

- (1) Amorçage de la déflagration.
- (2) Auto accélération de la déflagration (plissement du front augmentant la vitesse de flamme).
- (3) Compression acoustique du gaz frais et formation d'un choc.
- (4) Explosion dans le domaine choqué compris entre les fronts de déflagration et de choc.
- (5) Propagation d'une sur-détonation vers le front de choc.
- (6) Relaxation vers le régime de détonation.

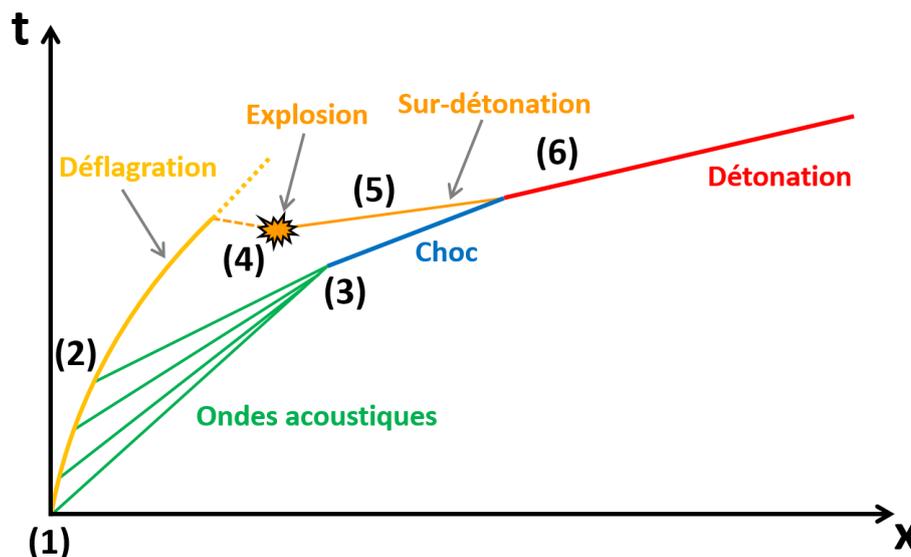


FIGURE 4.7 – Différentes étapes de la Transition Déflagration-Détonation (TDD).

Les longueurs typiques de TDD sont de l'ordre de plusieurs mètres. S'agissant de générer des détonations avec des dispositifs d'amorçage à basse énergie, c'est-à-dire à partir d'une déflagration, il faut donc savoir accélérer le processus de TDD de manière simple. La méthode classique consiste à disposer des obstacles sur le trajet de la déflagration pour la plisser, augmenter le taux de combustion et également générer des compressions adiabatiques qui vont augmenter la température et la vitesse des gaz frais et par conséquent la vitesse fondamentale de la flamme.

4.2 Système d'alimentation en gaz

4.2.1 Choix des mélanges gazeux utilisés

Le choix des mélanges réactifs doit répondre, d'une part, à des critères précis de propagation de la détonation et, d'autre part, de mesures fiables du débit. Compte tenu des observations de Bykovskii et al. [25] et des dimensions de notre chambre, nous avons retenu les mélanges donnés dans le tableau 4.3. Celui-ci présente la pression, la célérité et la largeur moyenne des cellules d'une détonation Chapman-Jouguet pour les différents mélanges carburant/oxygène à la stœchiométrie et aux conditions ambiantes de pression et de température (CAPT).

Carburant	P_{CJ} [bar] [78]	D_{CJ} [m/s] [78]	λ_{CJ} [mm] [58]
H ₂	17.3	2843	1.22 - 1.39
CH ₄	28	2394	2.1 - 3.5
C ₂ H ₂	31.9	2428	0.17 - 0.2
C ₂ H ₄	31.8	2378	0.35 - 0.45

TABLEAU 4.3 – Propriétés de la détonation CJ pour les mélanges hydrogène, méthane, éthylène et acétylène avec l'oxygène à la stœchiométrie et aux CAPT.

Les mélanges éthylène/oxygène et acétylène/oxygène sont les mieux adaptés pour notre étude, en raison de leur faible largeur de cellule. En effet, en utilisant le critère de propagation donné par Bykovskii et al. [25] sur la largeur du canal d'une chambre de RDE ($e = 5\lambda$), une détonation rotative pourrait se propager dans un canal d'environ 0.4 - 0.5 mm pour de l'acétylène et d'environ 0.8 - 1 mm pour de l'éthylène. D'autre part, ces mélanges possèdent tous les deux des propriétés de détonation CJ similaires et très élevées, environ 32 bar pour P_{CJ} et 2400 m/s pour D_{CJ} . En revanche, l'acétylène est à exclure pour des raisons de sécurité, en particulier à cause de sa très grande détonabilité et de sa capacité à exploser spontanément même en présence de faibles niveaux d'oxygène. Le méthane est écarté de par ses grandes cellules de détonation (entre 2.1 et 2.5 mm à la stœchiométrie) malgré des propriétés de détonation proches de celles de l'éthylène. L'hydrogène présente des niveaux de pression plus faibles que les autres mélanges, et sa faible densité rend difficile une mesure de débit massique fiable sur les très courts temps de fonctionnement de nos expériences. C'est donc l'éthylène qui est retenu comme carburant pour notre RDE.

Au cours de l'étude, nous faisons varier la largeur moyenne λ des cellules de détonation, soit en modifiant la richesse (ER) du mélange, soit en changeant la dilution en gaz inerte de l'oxydant. L'oxydant utilisé est un mélange d'oxygène et d'azote avec différentes fractions molaires d'azote ($\beta = [N_2]/([N_2] + [O_2])$). Ce gaz sera donc ici appelé air enrichi en oxygène avec une fraction molaire β d'azote (air⁺). Une fraction de $\beta = 0.79$ correspond à l'air atmosphérique et $\beta = 0$ correspond à de l'oxygène pur. Chaque dilution en azote de l'air enrichi permet d'accéder à différentes tailles λ de cellule et, donc, d'étudier les

limites de propagation des régimes rotatifs dans notre chambre de RDE. De plus la même valeur de λ peut être atteinte pour différents couples de richesse et de dilution ce qui permet d'étudier leurs impacts individuels éventuels sur les modes de combustion du RDE. Trois dilutions en azote seront utilisées au cours de cette étude soit : 0.5, 0.3 et 0.

Actuellement, seule la méthode des traces sur plaques avec dépôt de carbone permet de mesurer fiablement la largeur des cellules de détonation. Cependant, la configuration et le mode de fonctionnement d'une chambre annulaire ne permettent pas de réaliser de telles mesures. Afin d'estimer les largeurs moyennes des cellules de détonation en fonction de nos paramètres de fonctionnement, nous nous sommes fondés sur un ensemble de résultats expérimentaux, issus de nombreuses études antérieures, compilés dans la base de données GALCIT [58]. Les graphiques des Figures 4.8 montrent les largeurs moyennes des cellules de détonation λ , issues de plusieurs articles de la littérature, en fonction de la fraction molaire β en azote de l'oxydant, de la pression initiale P_{ini} et de la richesse ER.

Effet de la dilution en azote

La Figure 4.8a montre l'évolution de λ en fonction de la fraction molaire d'azote β dans l'oxydant pour le mélange stœchiométrique éthylène/air⁺ aux CAPT suivant :



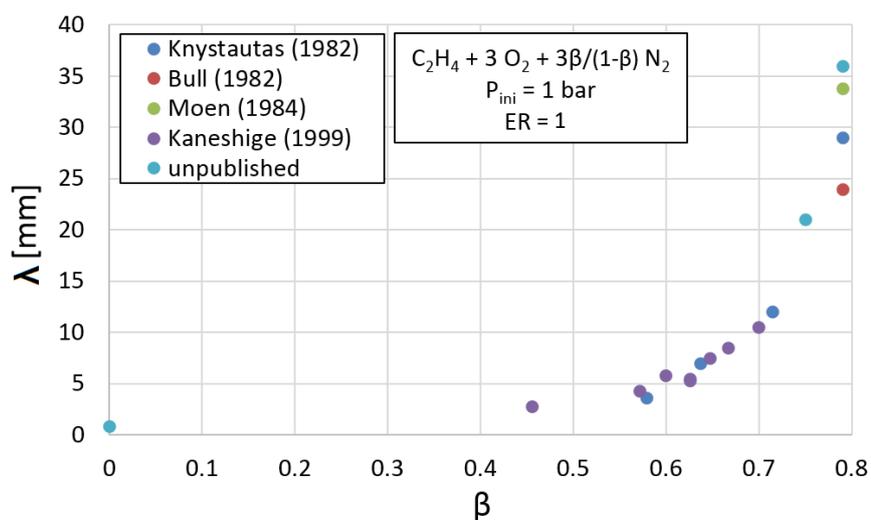
L'augmentation du taux d'azote dans l'oxydant entraîne un élargissement des cellules de détonation : cet effet est d'autant plus intense à mesure que l'on se rapproche de $\beta = 0.79$ (soit de l'air). Les cellules de détonation ont des largeurs moyennes de l'ordre du millimètre pour de l'oxygène pur et de l'ordre de 30 mm pour de l'air. Selon une loi puissance, nous avons obtenu l'évolution λ_1 suivante :

$$\lambda_1(\beta) = 0.5898(1 - \beta)^{-2.457} \quad (4.2)$$

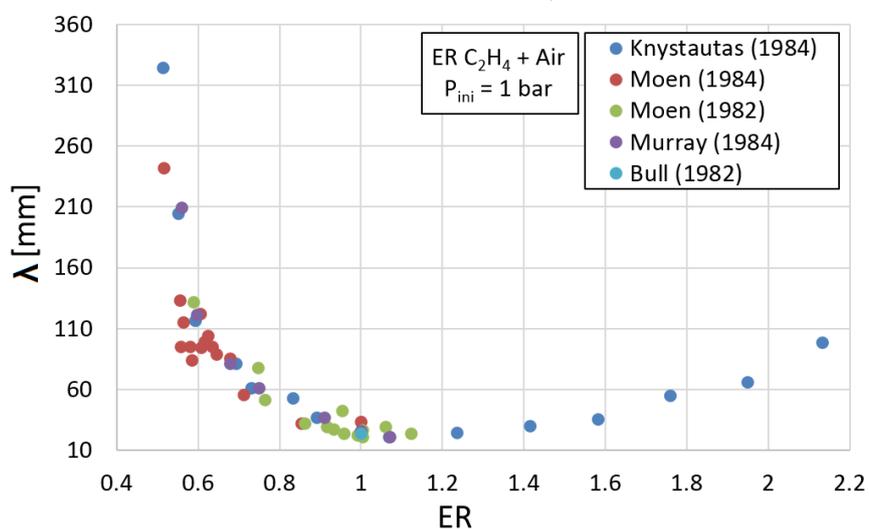
Cette loi décrit l'évolution de la largeur moyenne des cellules de détonation pour le mélange (4.1) aux CAPT en fonction de β , ici notée $\lambda_1(\beta)$.

Effet de la richesse

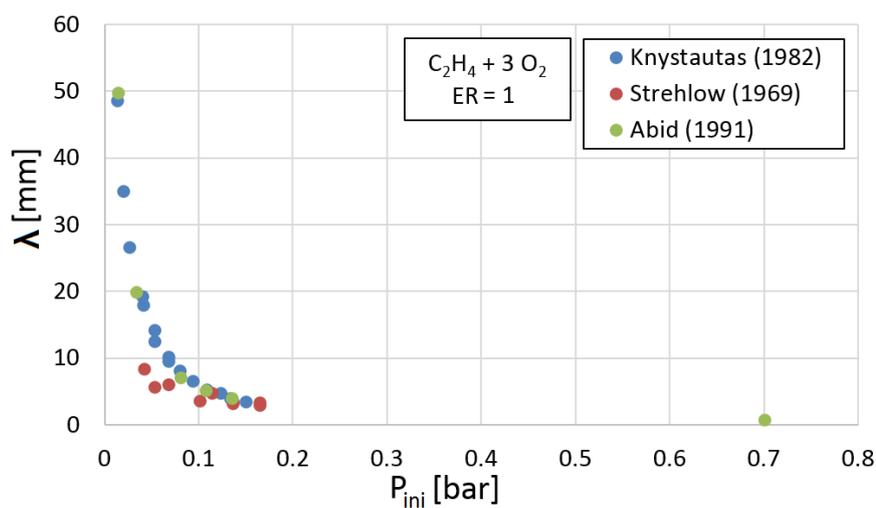
La Figure 4.8b montre l'évolution de λ en fonction de la richesse ER d'un mélange éthylène/air aux CAPT. On retrouve la forme en U caractéristique des variations de λ avec la richesse, avec un minimum autour de la stœchiométrie, à $ER = 1.069$. En s'éloignant de cette valeur, la largeur moyenne des cellules de détonation augmente très rapidement pour les mélanges pauvres (λ augmente d'environ 96 mm avec une diminution de ER de 0.5) et de manière plus modérée pour les mélanges riches (λ augmente d'environ 15 mm avec une augmentation de ER de 0.5).



(a) λ en fonction de β



(b) λ en fonction de ER



(c) λ en fonction de P_{ini}

FIGURE 4.8 – λ en fonction des différents paramètres du mélange utilisé.

L'extrapolation des données numériques permet d'obtenir la loi d'évolution λ_2 en fonction de ER suivante :

$$\begin{cases} \text{Si } ER < 1.069 \text{ alors } \lambda_2(ER) = 2166.7e^{-4.494.ER} \\ \text{Si } ER \geq 1.069 \text{ alors } \lambda_2(ER) = 3.9786e^{1.4676.ER} \end{cases}$$

On suppose que la taille des cellules de détonation évolue de la même manière avec la richesse pour les différentes valeurs de β et de pression initiale. Ainsi l'effet de ER sur λ peut être traduit par le facteur correctif $\lambda_2(ER)/\lambda_2(1)$.

Effet de la pression initiale

La Figure 4.8c montre l'évolution de λ en fonction de la pression initiale P_{ini} d'un mélange éthylène/oxygène stœchiométrique à 300 K. L'augmentation de la pression conduit à une diminution de la largeur des cellules de détonation telle que λ est proportionnelle à $P_{ini}^{-1.1}$, tel que :

Largeur moyenne estimée

Afin d'estimer λ pour des valeurs de β , ER et P_{ini} quelconques, on calcule la taille de la cellule de détonation aux CAPT et à la stœchiométrie pour la dilution β souhaitée, puis on applique les facteurs correctifs des effets de richesse et de pression. Ainsi nous avons :

$$\lambda(\beta, ER, P_{ini}) = \lambda_1(\beta) \cdot \frac{\lambda_2(ER)}{\lambda_2(1)} \cdot P_{ini}^{-1.1} \quad (4.3)$$

La Figure 4.9 représente la largeur moyenne des cellules de détonation estimées selon la formule précédente (4.3) en fonction de ER aux CAPT, pour les trois valeurs de β utilisées dans notre étude. Toutes les valeurs de λ auxquelles il sera fait référence dans la suite du manuscrit auront été calculées avec cette estimation.

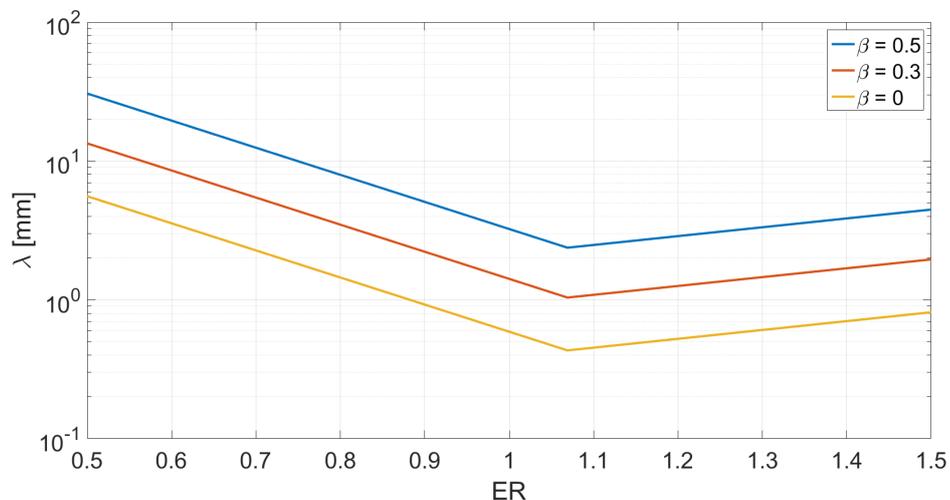


FIGURE 4.9 – λ en fonction de ER pour des mélanges avec les trois valeurs de β utilisées au cours des expériences aux CAPT.

Calcul des longueurs chimiques caractéristiques l_c

La longueur caractéristique de la zone de réaction de la détonation idéale l_c est obtenue à partir de la résolution du problème ZND monodimensionnel (Section 2.2.3). Elle est calculée pour les différentes richesses ER et dilutions β des mélanges considérés en utilisant le code de calcul CHEMKIN [61] avec deux schémas cinétiques : celui de Gri-Mech [101] (l_{cG}) et celui de Konnov [66] (l_{cK}). La Figure 4.10 montre l'évolution de l_c en fonction de la richesse pour les trois valeurs de β sélectionnées pour ces deux schémas.

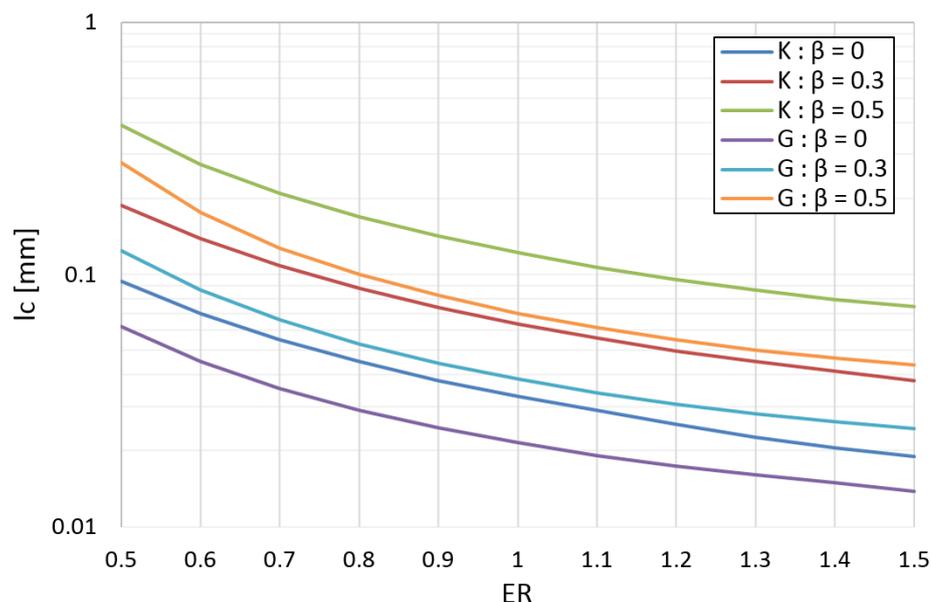


FIGURE 4.10 – l_c en fonction de ER pour des mélanges avec les trois valeurs de β utilisées au cours des expériences aux CAPT pour les modèles de cinétique chimique Konnov (K) [66] et GriMech (G) [101].

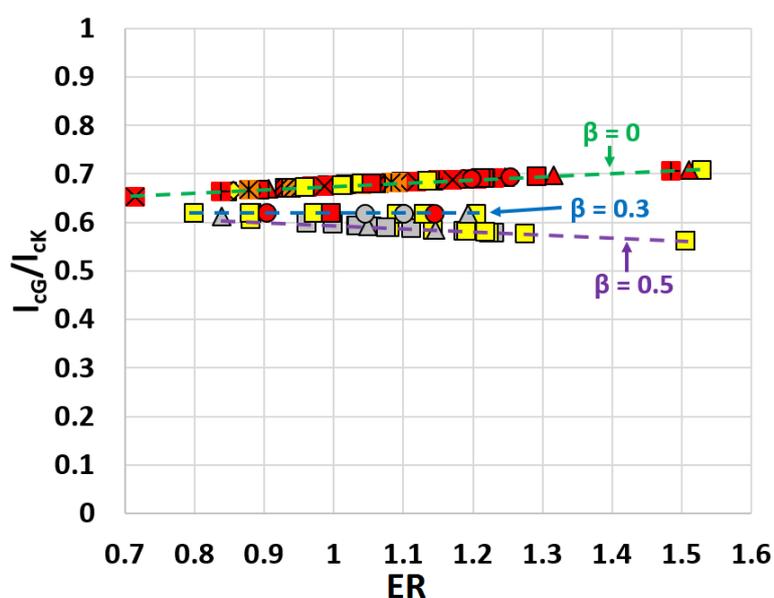


FIGURE 4.11 – Rapport l_{cG}/l_{cK} en fonction de ER pour $\beta=0.5, 0.3$ et 0.

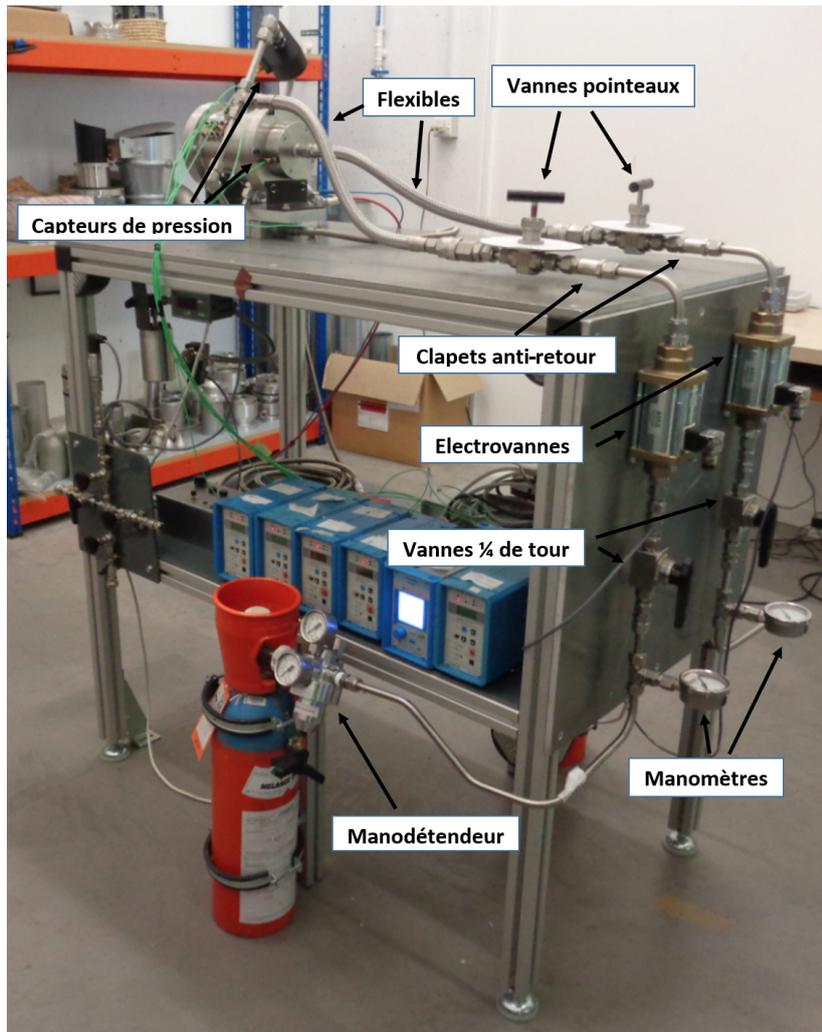
Pour les mêmes conditions initiales, l'erreur relative entre les deux schémas est importante, de l'ordre de 30 à 40%. Lorsque la richesse augmente, la longueur d'induction diminue sans atteindre de valeur minimale aux alentours de la stœchiométrie contrairement à l'évolution de la largeur moyenne des cellules de détonation. En revanche, on observe que l'évolution de l_c est similaire pour toutes les fractions molaires d'azote choisies, ce qui confirme l'hypothèse que l'influence de la richesse sur les largeurs des cellules de détonation est similaire pour les différentes valeurs de β .

La Figure 4.11 montre la variation du rapport entre les longueurs caractéristiques l_{cG} et l_{cK} . Ce rapport varie très peu pour les mélanges considérés et il est de l'ordre de 0.65. Par la suite, nous utiliserons donc la longueur caractéristique calculée avec la cinétique de GriMech, le passage à celle de Konnov pourra être réalisé grâce au rapport l_{cG}/l_{cK} .

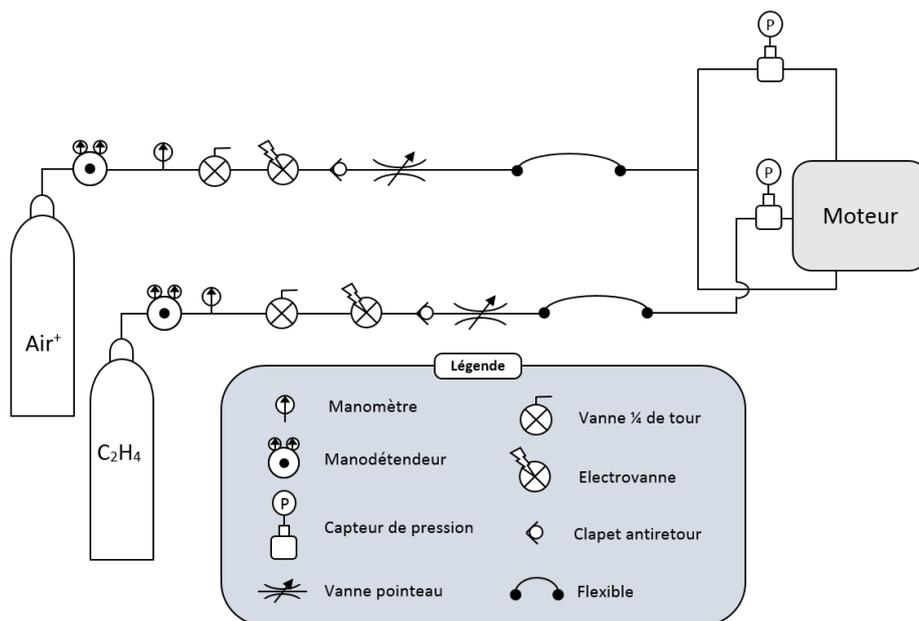
4.2.2 Circuit d'alimentation du moteur

La Figure 4.12a montre une photographie du banc expérimental avec le circuit d'oxydant au premier plan et la Figure 4.12b schématise le circuit d'alimentation du RDE. Le banc est de petite taille et comporte la chambre de combustion et l'ensemble des systèmes d'allumage, d'alimentation en carburant et en oxydant, et les dispositifs d'amplification de charge des outils de métrologie répartis sur le moteur. Les lignes d'alimentation en oxydant et en carburant sont séparées et positionnées de part et d'autre du banc expérimental. Le plénum de carburant est alimenté par une admission à l'arrière, et le plénum d'oxydant par deux admissions positionnées symétriquement par rapport à l'axe de la chambre. Cette répartition de l'alimentation en oxydant permet un remplissage homogène du plénum. Les bouteilles de carburant et d'oxydant ont chacune un volume de 5 litres et sont respectivement remplies à 70 bar et 200 bar. Ces deux circuits possèdent la même architecture, qui comprend (Fig. 4.12b) :

- un manodétendeur Air Liquide® série DLM avec une pression de service maximale de 240 bar et une pression de sortie entre 5 et 50 bar pour le carburant. Pour l'oxydant, il s'agit d'un manodétendeur Air Liquide® HEPAL 40 avec une pression de service maximale de 230 bar et une pression de sortie jusqu'à 40 bar,
- un manomètre à aiguille CISKO gradué jusqu'à 25 bar pour la ligne de carburant et jusqu'à 40 bar pour celle d'oxydant,
- une vanne 1/4 de tour à boisseau sphérique Swagelok® série 40,
- une électrovanne ASCO Joucomatic série 287 normalement fermée avec un temps d'ouverture entre 45 et 60 ms,
- un clapet antiretour à ressort Swagelok® afin d'empêcher tout retour de gaz dans les réservoirs,
- une vanne pointeau réglable Swagelok® faisant office de col sonique réglable et permettant d'ajuster les débits massiques dans chaque ligne,



(a)



(b)

FIGURE 4.12 – (a) Photographie du banc expérimental avec le circuit d'oxydant au premier plan; (b) Circuit d'alimentation en gaz.

- un flexible Swagelok® en inox à tresse extérieure reliant l'alimentation fixée au bâti et le moteur pour ne pas perturber la mesure de poussée. Ils sont connectés aux vannes pointeau par un raccord rapide plein débit, ce qui permet un montage/démontage simple et rapide du RDE,
- un support pour capteur de pression Kistler®6031 en filtrage long permettant une mesure de la pression statique dans les lignes d'alimentation en entrée du RDE.

L'ensemble des canalisations est en inox de 10 mm de diamètre intérieur avec une épaisseur de 1 mm. Lors de sa détente dans les différents éléments des circuits d'injection, les températures des gaz oxydant et combustible vont varier. Il est difficile sous nos conditions de déterminer la nature des transformations thermodynamiques subies par ces gaz, e.g., détente adiabatique ou non, refroidissement puis réchauffement au voisinage du ou dans le plénum au cours du fonctionnement du moteur. Nous avons donc considéré que leurs températures au moment de l'injection étaient de 300 K.

4.2.3 Circuit d'alimentation du système d'allumage

Le tube de prédétonation (Section 4.1.3) est alimenté avec un prémélange éthylène/oxygène au début de la séquence d'allumage du RDE. Pour cela, le dispositif de remplissage est composé de trois parties indépendantes (Fig. 4.13) : (1) un réservoir de prémélange initialement à 4 bar, (2) une croix de contrôle et d'injection pour mesurer la pression du gaz injecté dans le circuit et réaliser le vide entre chaque test, et (3) le système d'alimentation de l'allumage. Ces trois sections sont connectées par des flexibles débranchés au moment du tir afin d'écarter le risque de remontée de flamme dans le réservoir de prémélange.

Le système d'alimentation (3) est composé de :

- une vanne 1/4 de tour à boisseau sphérique Swagelok® série 40 pouvant tenir une pression nominale de 172 bar,
- un réservoir de 37 cm² en inox pouvant tenir jusqu'à 200 bar,
- une électrovanne ASCO Joucomatic 488328, normalement fermée, mais ouverte au début de la séquence d'allumage de manière à remplir le tube de prédétonation,
- un flexible tressé en inox de 6 mm de diamètre relié au tube de prédétonation pour limiter les efforts du circuit sur le moteur qui perturberaient la mesure de la poussée.

Le prémélange est préparé à la station de prémélange du laboratoire par la méthode des pressions partielles et stocké initialement à 4 bar, pour des raisons de sécurité, dans une bouteille de 11 litres. Lors de la préparation de l'allumage, les trois parties de l'installation sont reliées et mises sous vide. Elles sont ensuite remplies avec le prémélange jusqu'à la pression maximale de 1.8 bar permettant de remplir le tube de prédétonation et d'obtenir une TDD et une transmission réussie de la détonation.

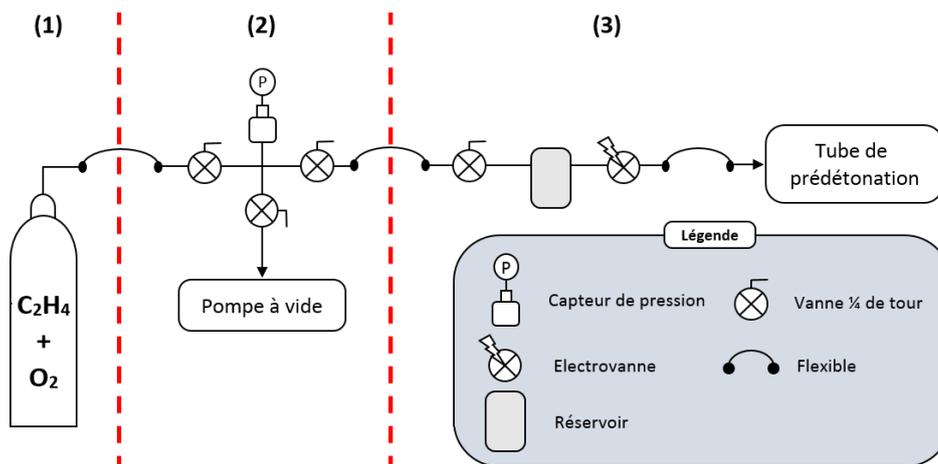


FIGURE 4.13 – Circuit d'alimentation du système d'allumage.

4.3 Système de commande

Les éléments actifs du banc expérimental (électrovannes et bougie d'allumage) sont contrôlés par une carte de commande National Instrument et suivent le chronogramme décrit sur la Figure 4.14.

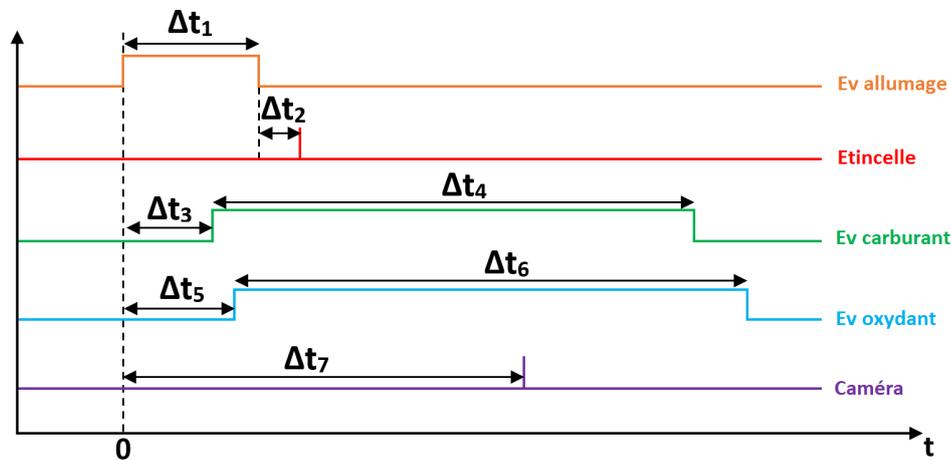


FIGURE 4.14 – Chronogramme de la séquence de commande d'un tir (Ev = électrovanne).

Δt_1	Δt_2	Δt_3	Δt_4	Δt_5	Δt_6
0.2 s	0.03 s	0.15 s	0.3 s	0.15 s	0.3 s

TABLEAU 4.4 – Délais de fonctionnement généralement utilisés.

Le déroulement d'un test est composé de trois séquences, l'allumage, l'injection de carburant et l'injection d'oxydant. Le Tableau 4.4 donne les délais de fonctionnement généralement utilisés.

Pour l'allumage, l'électrovanne du système d'allumage s'ouvre pendant un temps Δt_1 , généralement 200 ms, afin de remplir le tube de prédétonation. Après un délai Δt_2 , l'étincelle de la bougie est déclenchée pour amorcer la prédétonation. Pour éviter tout retour de flamme par l'électrovanne de prémélange ouverte, ce délai est d'au moins 30 ms ce qui lui laisse le temps de se refermer.

Les ouvertures des électrovannes de carburant et d'oxydant sont retardées de Δt_3 et Δt_5 , respectivement, par rapport à l'ouverture de l'électrovanne du système d'allumage. Elles restent ouvertes pendant Δt_4 et Δt_6 . L'utilisation de retards indépendants pour les deux électrovannes permet de décaler leurs ouvertures et de limiter la quantité de carburant dans la chambre au moment de l'amorçage, le but étant de limiter l'explosion aérienne autour de la chambre à ce moment. Les électrovannes utilisées étant de type normalement fermé, en l'absence d'alimentation elles sont fermées ce qui permet, en cas de panne, de couper l'arrivée de gaz et ainsi stopper le moteur.

Un signal de commande de type Dirac est utilisé pour le déclenchement de la caméra ultrarapide avec un délai de Δt_7 , afin de sélectionner la fenêtre d'observation temporelle, notamment pour la Shimadzu HPV-2 qui ne peut pas enregistrer sur toute la durée du fonctionnement.

4.4 Métrologie

La caractéristique commune aux outils de métrologies utilisés, à l'exception de la mesure de débit, est leur faible temps de réponse. En effet, les phénomènes associés à la détonation rotative, de l'ordre de 2 km/s, sont très rapides et nécessitent de hautes fréquences d'acquisition afin d'être analysés correctement.

4.4.1 Mesure des débits

L'un des objectifs de cette thèse est la détermination des domaines de fonctionnement du RDE en fonction du débit massique total injecté dans la chambre et de la richesse associée. Nous avons déterminé des valeurs moyennes, pendant la durée de fonctionnement, de ces deux paramètres par une méthode de pesée permettant l'obtenir les débits massiques moyens de carburant et d'oxydant.

Une campagne préalable de calibration a été effectuée en utilisant de l'air comprimé, en raison de sa densité proche de celle de l'éthylène. La détermination du débit est réalisée en mesurant la masse de gaz injectée dans la chambre pendant un test d'une durée Δt . Pour cela, on pèse les bouteilles de carburant et d'oxydant avant et après chaque test, ce qui donne la masse de gaz (Δm) éjectée pendant le fonctionnement du moteur. Nous avons utilisé une balance modèle DS 20K0.1 de haute précision fournie par Axess Industries™, avec une charge maximale de 20 kg et une précision de 0.1 g. Cependant, la masse pesée ne correspond pas exactement à celle consommée par le moteur. En effet, à la fin du test, une quantité (δm) de la masse pesée reste dans le volume mort entre la bouteille et l'électrovanne et ne doit donc pas être prise en compte. Cette quantité dépend de la pression de détente P_{det} du manodétendeur. Nous l'avons évaluée en mesurant la masse d'air contenue dans le volume mort à la pression P_{det} . La Figure 4.15 montre l'évolution de la masse d'air perdue δm dans ce volume en fonction de P_{det} pour les circuits de carburant (en rouge) et d'oxydant (en bleu).

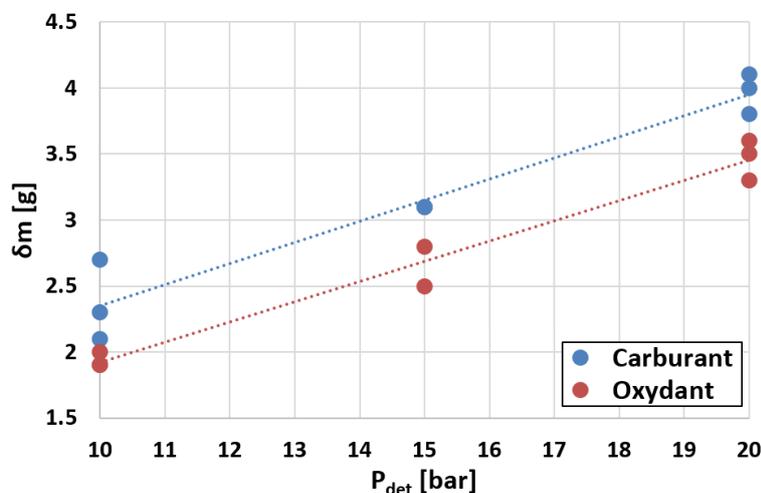


FIGURE 4.15 – Masse d'air perdue δm dans les volumes morts de carburant et d'oxydant en fonction de la pression de détente P_{det} .

Cet étalonnage montre que les pertes varient linéairement avec la pression de détente et sont faibles, de l'ordre de 3 g, pour nos gammes de fonctionnements. Les masses volumiques de l'air et de l'éthylène étant très proches, il n'y a pas besoin d'appliquer de correction aux pertes dans le cas d'un fonctionnement avec carburant. En revanche, les masses volumiques de l'air et de l'oxygène, dilué ou non avec l'azote, n'étant pas les mêmes, on doit appliquer un facteur correctif K_β . Ainsi pour un taux d'azote β , on a la masse d'air⁺ perdu δm_β dans le volume mort du circuit d'oxydant, tel que :

$$\delta m_\beta = \delta m_{air} \frac{\mathcal{M}_\beta}{\mathcal{M}_{air}} = \delta m_{air} \frac{\beta \cdot \mathcal{M}_{N_2} + (1 - \beta) \cdot \mathcal{M}_{O_2}}{0.79 \cdot \mathcal{M}_{N_2} + 0.21 \cdot \mathcal{M}_{O_2}} = \delta m_{air} \cdot K_\beta \quad (4.4)$$

Le débit massique est alors donné par :

$$\dot{m} = \frac{\Delta m - \delta m}{\Delta t} \quad \text{où } \Delta t \text{ correspond au temps d'ouverture de l'électrovanne.} \quad (4.5)$$

Les débits massiques de chaque circuit d'alimentation du moteur peuvent être ajustés en changeant la pression de détente P_{det} et l'angle d'ouverture de la vanne pointeau du circuit d'alimentation. Une vanne totalement ouverte est associée à un angle d'ouverture de 0° . Les valeurs d'angles sur la Figure 4.16b cumulent les tours donnés à la vanne, e.g., $1500^\circ = 4 \text{ tours} + 60^\circ$. La Figure 4.16 montre le résultat des tests de calibration de l'alimentation pour différentes valeurs de P_{det} (Fig. 4.16a) et pour différents angles d'ouverture de la vanne pointeau (Fig. 4.16b).

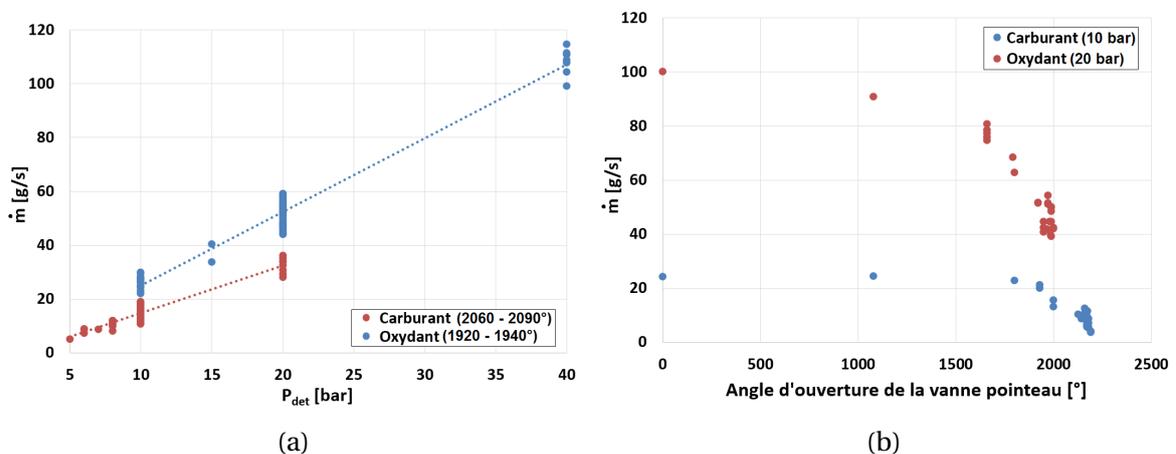
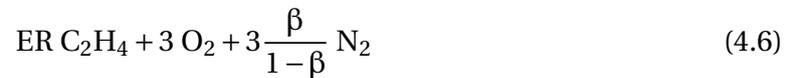


FIGURE 4.16 – Débits massiques \dot{m} dans les circuits de carburant et d'oxydant en fonction : (a) de la pression de détente P_{det} pour des angles d'ouverture de $2060 - 2090^\circ$ pour le carburant et de $1920 - 1940^\circ$ pour l'oxydant; (b) de l'angle d'ouverture des vannes pointeau pour des pressions de détentes P_{det} , respectivement, de 10 bar pour le carburant et 20 bar pour l'oxydant.

Pour un angle d'ouverture de la vanne pointeau donné (Fig. 4.16a), le débit massique évolue linéairement et rapidement avec la pression de détente du manodétendeur : c'est ce réglage qui permet de déterminer la plage de débit de chaque circuit d'alimentation. D'une manière générale, on prendra des pressions de détente de 10 bar et de 20 bar pour le carburant et l'oxydant, respectivement. La Figure 4.16b représente l'évolution des débits

de carburant et d'oxydant en fonction de l'ouverture des vannes pointeau pour les pressions de détente choisies. L'augmentation de la section de passage de la vanne entraîne une augmentation du débit massique jusqu'à un palier correspondant au désamorçage de la section sonique au niveau du pointeau. Les vannes doivent donc être suffisamment fermées (angle supérieur à environ 1700° pour le carburant et 1500° pour l'oxydant) pour amorcer le col sonique dont la surface contrôlera directement le débit et permettra de le régler plus finement. Le système permet donc d'alimenter le RDE avec des débits massiques totaux compris entre 50 et 150 g/s. Il convient cependant de noter qu'avec cette méthode de mesure, seules les valeurs moyennes des débits, et par conséquent de la richesse du mélange injecté, pourront être obtenues. La richesse moyenne du mélange ER est alors calculée à partir des débits massiques d'oxydant \dot{m}_{oxy} et de carburant \dot{m}_{carb} et de la fraction molaire d'azote β . En considérant la composition du mélange réactif frais de $C_2H_4/O_2/N_2$ et de richesse ER :



Nous pouvons alors calculer la richesse en fonction de β avec :

$$ER = \frac{\dot{m}_{carb}}{\dot{m}_{oxy}} \frac{24 - 3\beta}{7(1 - \beta)} \quad (4.7)$$

4.4.2 Capteurs de pressions dynamiques

Les capteurs de pression piézoélectriques utilisés sont des Kistler 603B (temps de réponse de $1\mu s$) et des Kistler 6031 (temps de réponse de $2\mu s$). Ils sont connectés à des amplificateurs Kistler type 5011 et type 5018 qui convertissent la charge mesurée en signal électrique, lequel est enregistré par un enregistreur Graphtec GL1100. Ces capteurs sont placés dans des supports en plastique et positionnés le long de la paroi extérieure de la chambre. Les supports métalliques sont incompatibles avec les vibrations engendrées par la propagation de la détonation. La mesure des pics de pression générés par les détonations rotatives nécessite que la partie active des capteurs soit en contact avec les gaz brûlés, ce qui nécessite l'utilisation d'une couche protectrice de silicone sur cette partie, de manière à éviter son endommagement et également les erreurs de mesure provoquées par la dérive thermique des capteurs. Cette couche de silicone doit être suffisamment épaisse pour assurer une protection efficace pendant toute la durée de fonctionnement du moteur, mais suffisamment fine pour ne pas fausser la mesure.

L'influence de l'épaisseur de cette couche sur la mesure des niveaux de pression dans un RDE a été caractérisée par Kindracki et al. [63] et par Canteins [34]. Canteins a ainsi observé un amortissement du pic de pression pour des épaisseurs supérieures à 5 mm. Nous utiliserons donc une couche protectrice d'environ 3 mm d'épaisseur moulée directement sur les capteurs montés dans leurs supports de manière à éviter la présence de discontinuités entre ceux-ci et le silicone (par exemple des bulles d'air) qui engendreraient des erreurs de mesure.

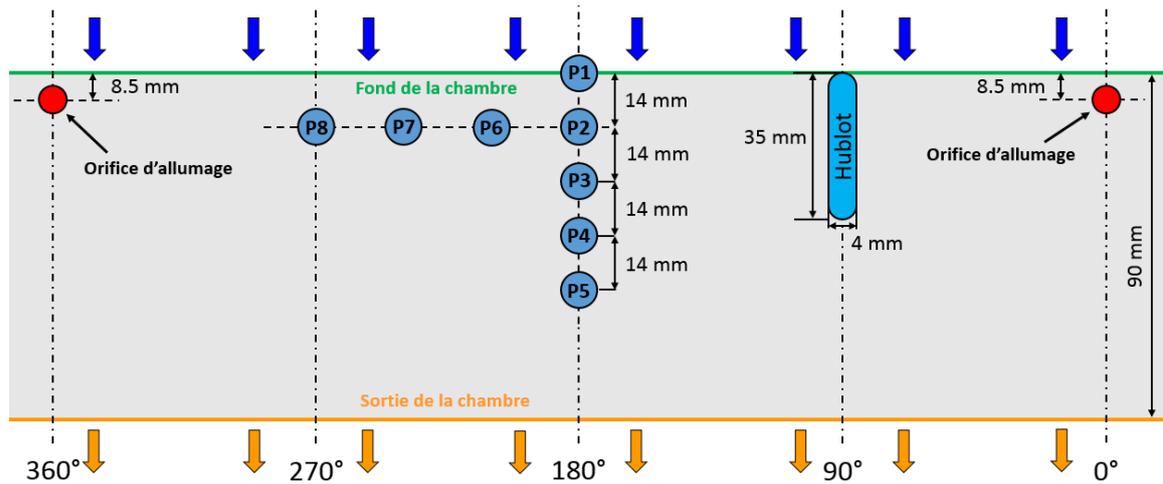


FIGURE 4.17 – Position des capteurs de pression P_i le long de la paroi extérieure du RDE, avec l'injection par le haut et l'éjection des gaz brûlés vers le bas.

Les capteurs de pression permettent de repérer le passage des fronts à diverses positions le long de la paroi extérieure, grâce aux pics de pression induits par ces fronts. La Figure 4.17 montre les positions des différents capteurs le long de la paroi extérieure de la chambre. Afin de mesurer leurs vitesses axiales et radiales, cinq capteurs (P1 à P5) sont répartis le long d'une ligne parallèle à l'axe et trois autres (P6 à P8) le long d'une circonférence passant par le capteur P2.

Pour obtenir la vitesse des fronts de détonation D ainsi que leur nombre n , on utilise la méthode des déphasages des signaux de pression. Elle repose sur l'analyse des signaux de pression issus de deux capteurs A et B situés sur une même circonférence et séparés par une distance $d_{AB} = \pi \varnothing_e / k$, avec \varnothing_e le diamètre extérieur de la chambre et k le rapport entre la circonférence de paroi extérieure de la chambre et d_{AB} . Ce rapport k vaut 12 entre deux capteurs consécutifs (i.e., P8-P7, P7-P6 et P6-P2), 6 entre les capteurs P8-P6 et P7-P2 et 4 entre les capteurs P8-P2. La Figure 4.18 donne un exemple de signaux de pression pour les capteurs P2 et P8 avec le déphasage Δt_{8-2} et la période de P8 Δt_{8-8} .

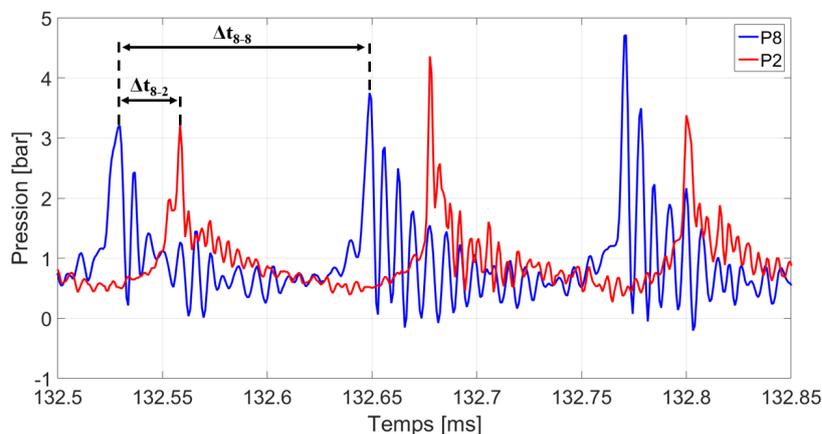


FIGURE 4.18 – Signaux de pression et déphasage pour les capteurs P2 et P8 ($\dot{m}_{tot} = 66.6$ g/s, ER = 0.7, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau conique $\alpha = 14.6^\circ$ et $l = 30$ mm, test n° 326).

En supposant que les n fronts sont répartis à intervalles égaux dans la chambre annulaire, la vitesse moyenne entre deux capteurs circonférentiels A et B est donnée par :

$$D = \frac{d_{AB}}{\Delta t_{A-B}} = \frac{\pi \cdot \varnothing_e}{k \cdot \Delta t_{A-B}} \quad (4.8)$$

Il est important de noter que cette formule n'est valable que s'il n'y a qu'un seul front entre les capteurs A et B, c'est-à-dire pour un nombre de fronts dans la chambre inférieur ou égal au rapport k . Les fronts se propageant à D , la distance entre deux fronts consécutifs s'écrit :

$$d = D \cdot \Delta t_{A-A} = \frac{\pi \cdot \varnothing_e \cdot \Delta t_{A-A}}{k \cdot \Delta t_{A-B}} \quad (4.9)$$

Le nombre de fronts de détonation correspond au rapport entre la circonférence de la paroi extérieure et la distance entre deux fronts consécutifs, soit :

$$n = \frac{\pi \varnothing_e}{d} = k \cdot \frac{\Delta t_{A-B}}{\Delta t_{A-A}} \quad (4.10)$$

Afin de contrôler la validité de l'équation (4.8), il faut donc s'assurer que le nombre de fronts calculé est bien inférieur au rapport k .

4.4.3 Visualisations

Dans nos conditions, la célérité typique de détonation est de l'ordre de 2 km/s. Le diamètre de notre chambre étant de 70 mm, la fréquence de rotation d'un front est donc de 9 kHz. La visualisation directe des fronts par caméra nécessite des fréquences d'acquisitions supérieures à 100 kHz de manière à avoir suffisamment d'images au cours d'une révolution pour analyser leurs déplacements. Deux caméras ultrarapides sont utilisées :

- La Photron SA-Z permet d'enregistrer 100 000 images par seconde avec une résolution de 640 x 280 pixels. La fréquence peut être augmentée en diminuant la résolution. Par exemple, pour une vitesse de 112 000 images par seconde, la résolution passe à 384 x 344 pixels, ce qui donne une résolution spatiale d'environ 4.5 pixels par mm, soit entre 23 et 45 pixels sur la largeur de la chambre annulaire. Les temps d'exposition utilisés varient entre 500 et 250 ns. Cette caméra possède une durée d'enregistrement de plusieurs secondes, ce qui permet de filmer la totalité du fonctionnement du RDE qui est de l'ordre de la seconde.
- La Shimadzu HPV-2 permet enregistrer jusqu'à un million d'images par secondes avec une résolution de 312 x 260 pixels, soit une résolution spatiale moyenne d'environ 4 pixels par mm. Les temps d'exposition utilisés varient entre 500 et 250 ns. Cependant, la HPV-2 ne peut filmer qu'un total de 100 images, et ce quelle que soit sa fréquence d'acquisition. Elle a donc été utilisée pour visualiser précisément des phénomènes courts.

Les caméras ont été positionnées dans l'axe de la chambre de détonation face à sa surface d'éjection, à environ 1m50 de distance. Un écran de protection en plexiglas installé entre la chambre de détonation et la caméra permet de protéger cette dernière du jet de gaz brûlés et des ondes de choc issues de la combustion.

L'étude de l'éjection latérale des produits de combustion a également été faite en positionnant la caméra normalement à la surface d'éjection.

Au cours des premiers tests, nous avons observé que les couches de silicone protégeant les capteurs de pression étaient endommagées par les produits de combustion. Ce phénomène provoque l'apparition d'un nuage de particules incandescentes de silicone autour des emplacements de mesure de pression dont la luminosité masque les détonations dans la chambre. Nous avons donc réalisé nos visualisations après avoir retiré les capteurs de pression et les avoir remplacés par des bouchons métalliques.

4.4.4 Mesure de la poussée

Afin de mesurer la poussée engendrée par l'éjection des gaz brûlés nous avons conduit une série d'expériences en faisant reposer le RDE sur un dynamomètre à 3 axes de mesure Kistler Type 9129AA (Fig. 4.19). Il permet de mesurer des forces jusqu'à 10 kN ainsi que des couples jusqu'à 500 N.m selon trois directions orthogonales. Pour éviter que les raideurs des circuits d'alimentation du moteur et de l'allumage ne perturbent la mesure de poussée, nous avons utilisé des conduites flexibles pour connecter ces circuits à la chambre.

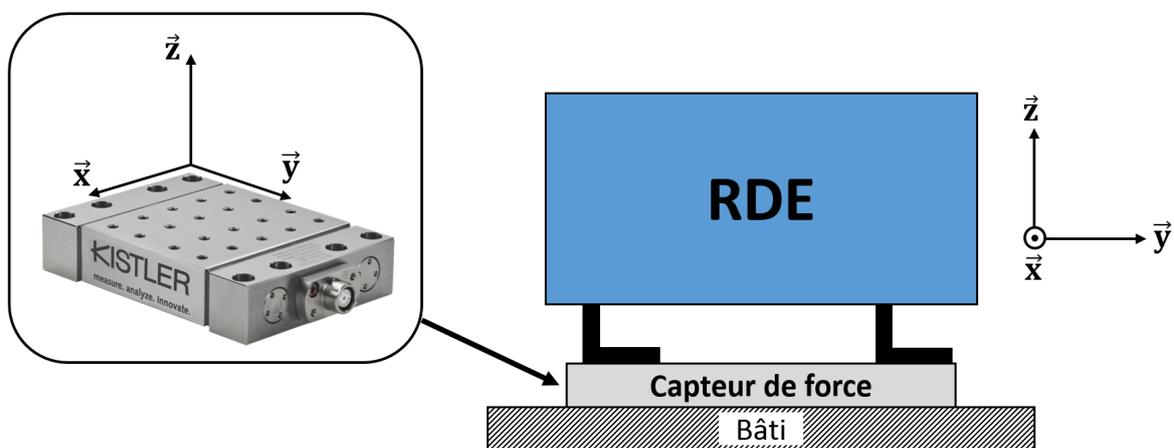


FIGURE 4.19 – Fixation de RDE sur le capteur de force.

La Figure 4.20 représente l'évolution temporelle du signal typique de poussée. La composante F_y représente la poussée mesurée dans l'axe de la chambre, F_x représente la composante latérale et F_z la composante normale à la surface du capteur. Les tests effectués avec le capteur de poussée ont mis en évidence plusieurs problèmes compromettant la fiabilité des résultats. Tout d'abord, après l'allumage le signal oscille entre 1500 N et -1500 N tout en s'amortissant au bout de 15 - 20 ms (cf. agrandissement de gauche sur la Figure 4.20). Cette perturbation initiale est due à l'impact de la détonation d'amorçage sur la paroi centrale (la transmission étant radiale, le choc est alors maximal), lequel entraîne une

oscillation de la chambre et du bâti dont l'amortissement peut être observé sur le signal. La seconde perturbation est plus problématique pour la mesure, car elle est présente sur toute la durée du fonctionnement du RDE. Il s'agit d'oscillations stables entre 100 et -100 N (cf. agrandissement de droite sur la Figure 4.20) pour la composante qui nous intéresse (F_y) avec une fréquence proche de celle mesurée par les capteurs de pression (pour l'exemple de la Figure 4.20, environ 10 kHz). L'analyse du signal permet d'obtenir les valeurs moyennes de la poussée selon l'axe y. Elles sont comprises entre 5 et 15 N, valeurs beaucoup trop faibles par rapport aux fluctuations pour garantir la précision des mesures.

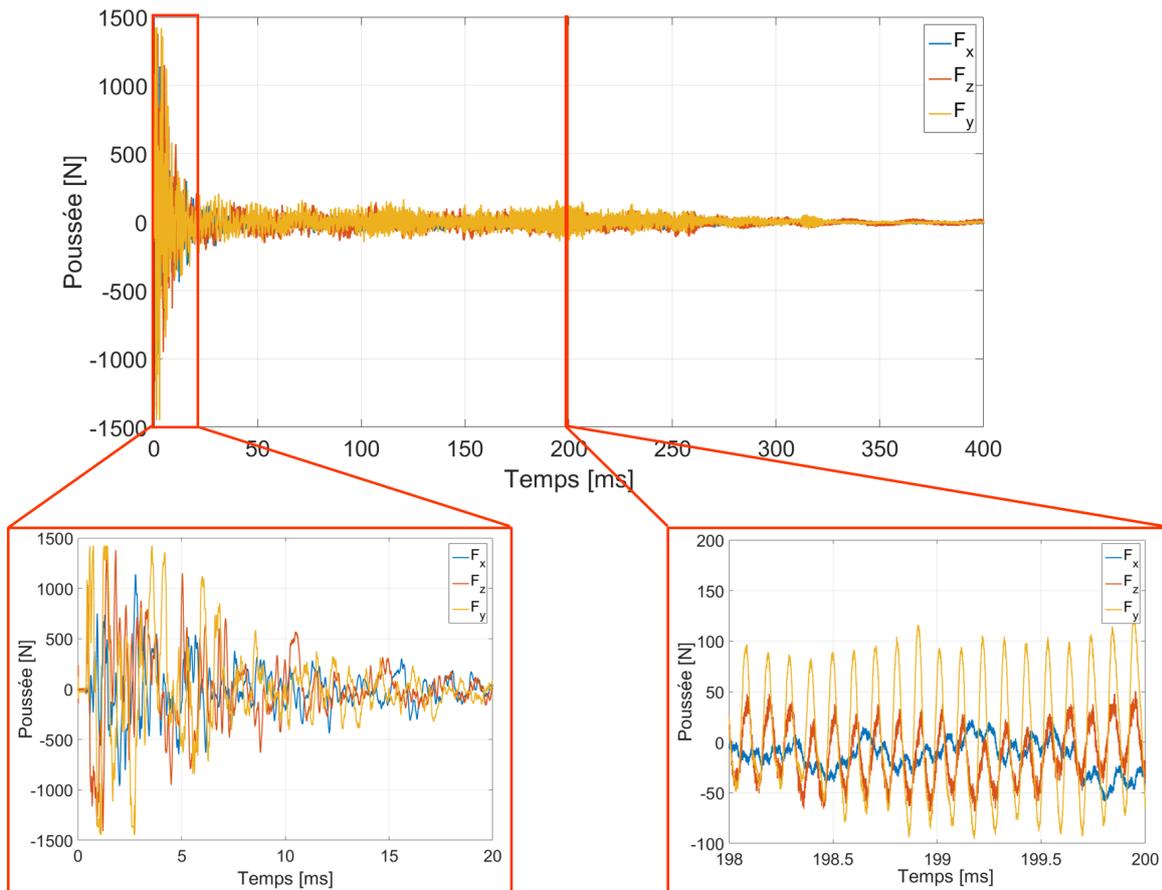


FIGURE 4.20 – Exemple de signal de poussée ($\dot{m}_{tot} = 71.2$ g/s, $ER = 1.19$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 12$ mm, test n° 310).

Une expertise de l'entreprise ayant fourni le dynamomètre a révélé que ces oscillations proviennent essentiellement du manque de rigidité du banc expérimental face aux vibrations induites par le RDE au cours de son fonctionnement. La résolution de ces problèmes requiert donc au moins une révision de la conception de la structure du banc. Une analyse de sa résonance devra, alors, dans des études futures, être menée de manière à évaluer la fiabilité des résultats. Pour ces raisons, nous ne détaillerons pas davantage les résultats des mesures de poussée dans la suite de ce manuscrit.

4.5 Conditions expérimentales

La chambre annulaire utilisée au cours de ce travail 4.1.1 permet de tester 16 configurations géométriques différentes dont les dimensions sont résumées dans le Tableau 4.5.

Configuration	Cylindre				Cône convergent			
l [mm]	90	62	30	12	30		12	
α [°]	0				7.9	14.6	7.9	14.6
\varnothing_e [mm]	60/70							
L [mm]	80							

TABLEAU 4.5 – Dimensions des différents noyaux centraux utilisés.

avec l la longueur du noyau, α son demi-angle au sommet, \varnothing_e et \varnothing_i les diamètres extérieur et intérieur de la chambre annulaire et L sa longueur.

Au cours des tests expérimentaux présentés dans le chapitre suivant, le mélange de $C_2H_4/O_2/N_2$ choisi 4.2.1 a été utilisé avec les gammes de conditions initiales données dans le Tableau 4.6 avec les propriétés de détonation Chapman-Jouguet associées.



	β	ER	\dot{m}_{tot} [g/s]	e/λ	λ [mm]	D_{CJ} [m/s]	P_{CJ} [bar]
Valeur minimale	0	0.7	50	1	0.5	2100	26
Valeur maximale	0.5	1.5	150	23	7	2600	36

TABLEAU 4.6 – Gammes des conditions initiales et des propriétés de détonation Chapman-Jouguet des mélanges considérés aux CAPT.

avec ER la richesse du mélange, β la dilution en azote de l'oxydant, \dot{m}_{tot} le débit massique total, e l'épaisseur de la chambre annulaire dans le fond de celle-ci, λ la largeur moyenne des cellules de détonation, D_{CJ} et P_{CJ} les célérités et les pressions des fronts de détonation Chapman-Jouguet (CJ) aux CAPT.

Chapitre 5

Résultats et analyse

« *Et pourtant elle tourne...* »

Galileo Galilei

Sommaire

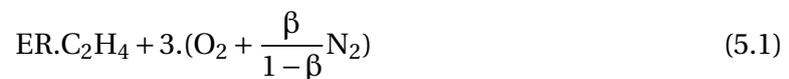
5.1	Caractérisation de la phase d'amorçage	102
5.1.1	Transmission de la détonation d'amorçage	102
5.1.2	Chocs transmis dans la chambre de combustion	103
5.2	Modes de combustion observés	106
5.2.1	Rotatif	106
5.2.2	Contrarotatif	110
5.2.3	Volumique	112
5.3	Stabilité des modes de combustion	114
5.3.1	Transition de régimes	114
5.3.2	Instabilités avec modulation de pression	120
5.3.3	Variation de la célérité de propagation	123
5.4	Caractéristiques des régimes de propagation : étude paramétrique	126
5.4.1	Influence de la détonabilité et du débit massique total du mélange	126
5.4.2	Influence de la géométrie interne de la chambre	130
5.5	Analyse	135
5.5.1	Domaines d'existence	135
5.5.2	Effets de la dilution par les produits de détonation et de la richesse	139
5.6	Synthèse et perspectives	146

Ce chapitre résume les résultats expérimentaux obtenus au cours de cette étude. Il présente :

- la durée et les niveaux de pression générés dans la chambre annulaire pendant la phase d'amorçage (Section 5.1) : nous visons à nous assurer que les durées des phénomènes transitoires associés à l'amorçage soient négligeables devant les temps de fonctionnement des régimes de détonation,

- les modes de combustion observés (Section 5.2) : nous avons ainsi observé un ou deux fronts de détonation se propager dans la chambre. Les propagations pouvaient être de sens direct ou indirect, mais aussi, sous certaines conditions, les deux simultanément. Dans d'autres cas, aucune onde de choc n'était détectée dans la chambre malgré la présence d'une combustion. Nous les avons ainsi classées en trois modes (représentés par le code couleur de la Figure 5.1) :
 - le régime rotatif avec un (en rouge) ou deux fronts (en orange),
 - le régime contrarotatif avec deux fronts (en jaune),
 - le mode volumique (en gris).
- les instabilités locales des régimes de propagations observées au cours des tests (Section 5.3). Nous en avons observé trois types. Les deux premières correspondent à des changements de régime de propagation, soit en début du test, soit pendant la phase de fonctionnement. La troisième correspond à une variation périodique de l'amplitude des pics de pression du régime rotatif.
- les célérités et les pressions mesurées (Section 5.4) pendant le fonctionnement en mettant l'accent sur l'effet de la détonabilité du mélange, du débit massique total, de la géométrie et des dimensions internes de la chambre. L'effet le plus marquant est la très grande amélioration de fonctionnement que nous avons obtenu en utilisant un noyau conique convergent vers la direction d'éjection.
- les domaines d'existence et l'effet de la dilution par les produits de détonation sur les célérités et les pressions mesurées (section 5.5). Les gaz brûlés ont pour effet de dégrader les propriétés de propagation des fronts de détonation s'ils sont mélangés avec les gaz frais. Ils pourraient donc être une cause des déficits de célérité et de pression observés.

Nos résultats sont relatifs aux configurations géométriques et aux mélanges éthylène/air⁺ présentés dans les Sections 4.1.1 et 4.2.1 et rappelés ci-dessous.



	β	ER	\dot{m}_{tot} [g/s]	e/λ	λ [mm]	D_{CJ} [m/s]	P_{CJ} [bar]
Valeur minimale	0	0.7	50	1	0.5	2100	26
Valeur maximale	0.5	1.5	150	23	7	2600	36

TABEAU 5.1 – Gammes des conditions initiales et des propriétés de détonation Chapman-Jouguet des mélanges considérés aux CAPT.

avec ER la richesse du mélange, β la dilution en azote de l'oxydant, e l'épaisseur de la chambre annulaire dans le fond de celle-ci, λ la largeur moyenne des cellules de détonation, D_{CJ} et P_{CJ} les célérités et les pressions des fronts de détonation Chapman-Jouguet (CJ) aux CAPT.

Configurations		Modes de combustion
○ Cylindre 12 mm	⊕ Cône 7.9°, 30 mm	■ Rotatif à 1 front
△ Cylindre 30 mm	⊗ Cône 14.6°, 30 mm	■ Rotatif à 2 fronts
◇ Cylindre 62 mm	▨ Cône 7.9°, 12 mm	■ Contrarotatif
□ Cylindre 90 mm	⊗ Cône 14.6°, 12 mm	■ Volumique

FIGURE 5.1 – Chartes des symboles pour les différentes configurations de géométrie interne et des couleurs pour les modes de combustions observés.

Le chapitre se conclut par une synthèse des résultats présentés ainsi qu'une liste des perspectives expérimentales offertes par ce montage (Section 5.6).

5.1 Caractérisation de la phase d'amorçage

C'est la détonation issue du tube de pré-détonation qui, transmise au mélange injecté, va y amorcer la détonation rotative (Section 4.1.3). Le prémélange injecté dans ce tube va former un volume réactif dans la chambre autour de l'orifice de transmission. Ce prémélange d'amorçage, distinct de celui injecté dans la chambre, constitue donc un nuage plus favorable à l'allumage du RDE. Sa pré-détonation induit donc une phase transitoire d'installation de la détonation du mélange injecté dans la chambre que nous avons cherché à qualifier. L'objectif est de s'assurer que les temps caractéristiques des phénomènes transitoires associés à l'amorçage de la détonation dans le RDE soient bien plus petits que les durées typiques de nos tests d'observation des phénomènes de combustion installés dans la chambre par cet amorçage, soit entre 200 et 600 ms.

Il convient ainsi de distinguer deux phases. La première est la formation, par Transition Déflagration-Détonation (TDD), de la détonation dans le tube de pré-détonation et sa transmission radiale dans la chambre annulaire. La deuxième phase est l'amorçage et la propagation de la détonation dans la chambre. La connaissance de la durée et des niveaux de pression nécessaires pour initier une détonation dans un RDE sont déterminants dans le dimensionnement du système d'amorçage et pour fixer la durée totale des tests. Il s'agit en effet de s'assurer que les observations ne sont plus liées aux phénomènes transitoires consécutifs à l'amorçage. La durée d'amorçage et les niveaux de pression générés dans la chambre annulaire ont été déterminés en considérant d'abord la chambre sans écoulement, c'est-à-dire sans injection, contenant donc de l'air atmosphérique au repos. L'effet de l'écoulement sur l'amorçage a ensuite été déterminé en injectant de l'air dans la chambre à un débit de l'ordre des débits moyens totaux utilisés lors des tests. Des tests avec une injection de combustible et d'oxydant ont enfin été réalisés pour des mélanges avec des taux d'azote β dans l'oxydant de 0.5, 0.3 et 0 (oxygène pur) avec un débit massique total autour de 70 g/s, représentatif de ceux utilisés dans le test avec l'air. Les diagnostics utilisés sont des visualisations en lumière directe de la transmission du jet des produits de détonation dans la chambre à l'aide de caméras ultrarapides (10^6 images/s) et des enregistrements de pression.

5.1.1 Transmission de la détonation d'amorçage

Les visualisations de la transmission de la pré-détonation montrent une diffraction hémisphérique à partir de sa sortie du tube de pré-détonation. Le jet de gaz brûlés vient impacter le noyau central et forme deux ondes de choc se propageant dans des directions opposées, de part et d'autre du point d'impact. Une visualisation en lumière directe de cette transmission est montrée sur la Figure 5.2. Ces chocs sont également mis en évidence par les signaux de pression (Fig. 5.4). La Figure 5.3 donne les temps de transmission de l'onde de détonation pour 6 tests consécutifs. Ces temps sont reproductibles, de l'ordre de $128 \mu\text{s}$, mais avec une incertitude de $30 \mu\text{s}$ attribuée à la phase de TDD. Ces temps sont également confirmés par les signaux de pression.

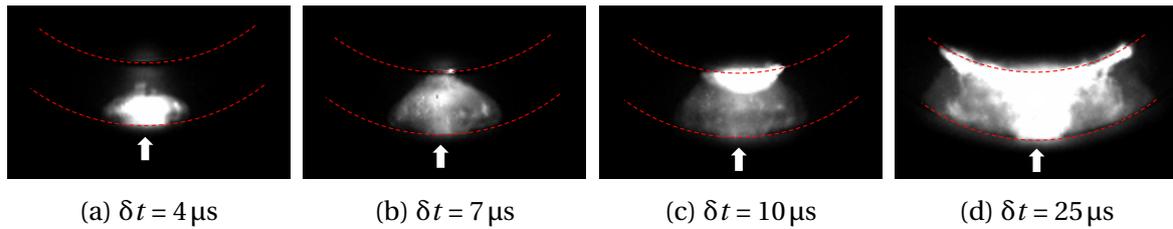


FIGURE 5.2 – (a et b) Transmission de la pré-détonation dans la chambre depuis l’orifice d’amorçage (flèche blanche), (c) réflexion du choc sur le noyau central et (d) propagation directe et indirecte des ondes d’amorçage (Lumière directe avec la caméra HPV-2, fréquence : 10^6 images/s, temps d’exposition : 500 ns et résolution spatiale : 3.4 pixels/mm. δt est le délai depuis la transmission).

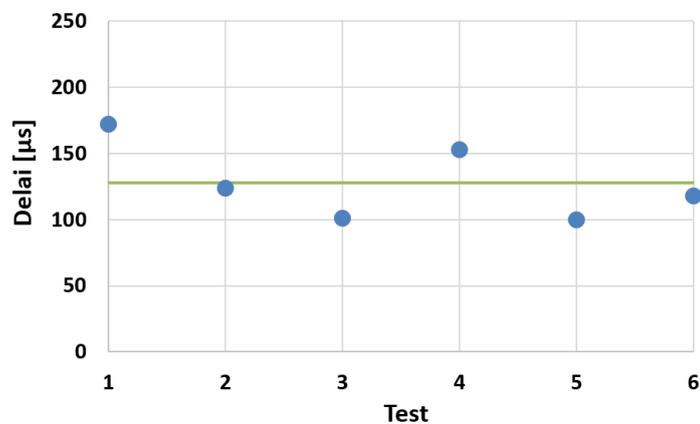


FIGURE 5.3 – Délais de transmission de la pré-détonation.

5.1.2 Chocs transmis dans la chambre de combustion

Les Figures 5.4a et 5.4b montrent les signaux de pression donnés par les capteurs circumférentiels P2, P6, P7 et P8 après la transmission de la détonation dans la chambre, avec et sans injection d’air, respectivement. Les fronts directement formés après l’impact sur le noyau correspondent aux pics indiqués par I, les fronts formés après réflexion des fronts directs l’un sur l’autre sont indiqués par R. Les signaux des capteurs P8, P7 et P6 montrent un amortissement du choc lors de sa propagation du fait de la diminution des niveaux de pression. Le signal du capteur P2 montre une pression pic plus élevée et met ainsi en évidence l’existence d’un choc se propageant symétriquement par rapport à celui détecté par les capteurs P8 à P6 et avec une interaction au niveau de P2.

La Figure 5.5 montre le niveau de pression pic de l’onde de choc transmise sans, avec injection d’air ou avec injection de mélange dans la chambre. Dans le cas de l’injection de mélange (courbe verte sur la Figure 5.5), le niveau de pression pic n’est pas indiqué pour la position 180° . En effet, ce pic dépasse la valeur maximale mesurable avec les réglages permettant une bonne observation des niveaux de pression lors du régime établi. Pour chaque cas d’injection, nous observons également une diminution de pression traduisant l’amortissement du choc transmis, suivie d’une augmentation de pression consécutive à

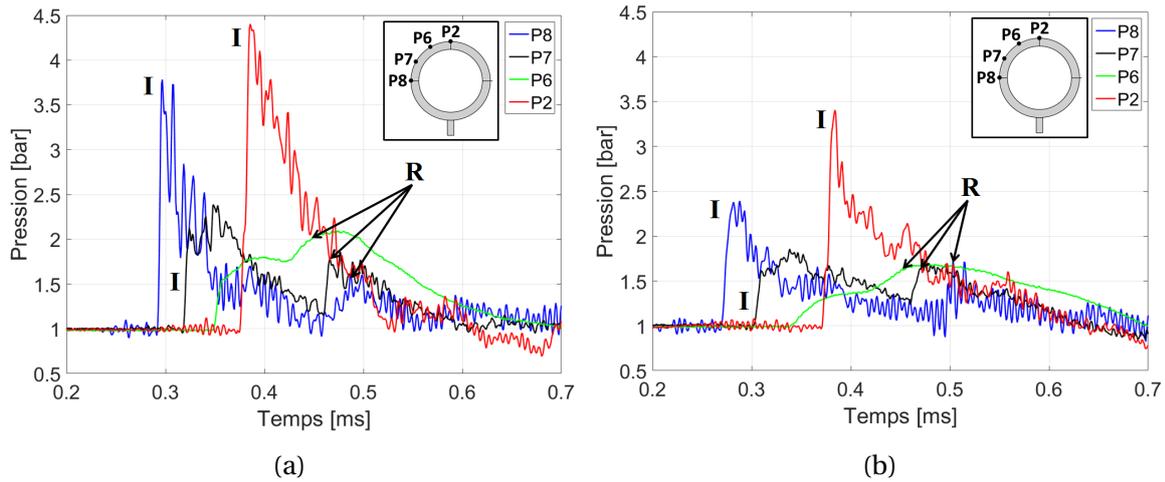


FIGURE 5.4 – Signaux typiques de pression des capteurs circonférentiels P2, P6, P7 et P8 (a) sans injection et (b) avec un débit massique d'air $\dot{m}_{tot} = 70$ g/s (I choc incident, R choc réfléchi).

l'interaction avec l'onde de choc symétrique induite lors de la transmission. Nous observons alors que l'injection d'air conduit à un amortissement plus important, à position angulaire fixée, conséquence de l'effet de chasse du prémélange issu du tube d'amorçage par l'écoulement.

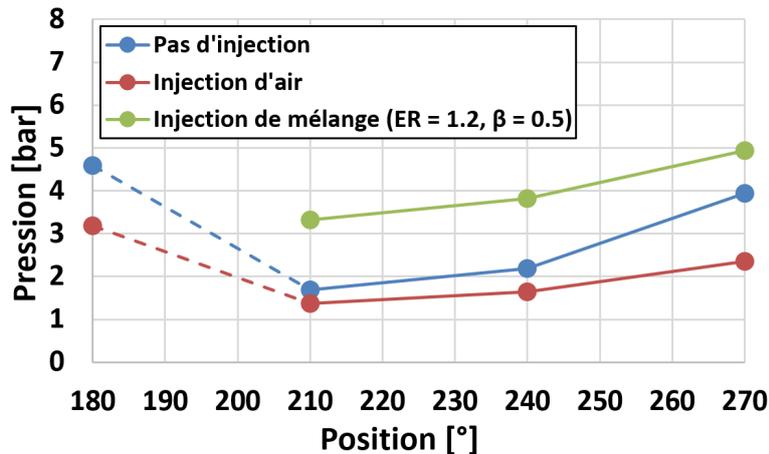


FIGURE 5.5 – Pression pic du choc transmis dans la chambre sans injection, avec injection d'air et avec injection de mélange avec $ER = 1.2$ et $\beta = 0.5$.

En l'absence de réactif dans la chambre, les chocs transmis se propagent à des célérités de l'ordre de 630 m/s. Les pics de pression mesurés à la position 270° (P8) sont proches (cf. Tableau 5.2) de ceux calculés avec le logiciel Gaseq [78] pour des chocs se propageant aux célérités mesurées dans la chambre. Ceci confirme que les ondes de pression transmises dans la chambre sont effectivement des chocs.

On peut souligner que pour des tests avec injection de mélange réactif, au même débit que ceux avec injection d'air, les niveaux de pression et de célérité mesurés sont plus élevés, supérieurs à 20 bar et 1000 m/s, respectivement. Ceci indique que les chocs transmis sont moins amortis et donc soutenus par une combustion induite. Nous observons ainsi que, dans ces conditions, la durée totale de la séquence d'amorçage est d'environ 5 ms

Cas	célérité mesurée [m/s]	Mach	Pression calculée [bar]	Pression mesurée en position 270 ° [bar]
Pas d'injection	670	1.92	4.2	3.9
Injection d'air	551	1.58	2.8	2.3

TABLEAU 5.2 – Célérités, nombres de Mach, pressions pic d'ondes de choc se propageant aux célérités moyennes mesurées dans la chambre, calculées avec le logiciel Gaseq [78] aux CAPT, et pressions pic mesurées en position 270° pour les tests d'amorçage sans injection et avec injection d'air.

(Fig. 5.6). La première phase, TDD + transmission, est très courte, environ 100 μ s, devant la seconde, amorçage + propagation de la détonation dans la chambre). Les temps caractéristiques des phénomènes transitoires de la phase d'amorçage sont donc négligeables devant la durée typique de nos tests, qui est d'environ 200 ms, soit 1600 révolutions pour un front de détonation se déplaçant à la célérité de 1800 m/s dans notre chambre de diamètre $\varnothing_e = 70$ mm (≈ 8 kHz, une révolution = 0.125 ms \ll 5 ms).

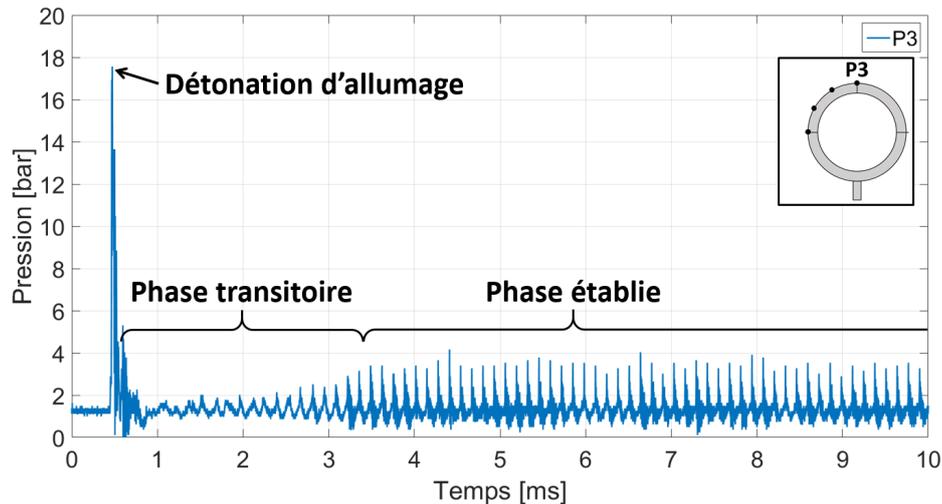


FIGURE 5.6 – Signaux typiques de pression du capteur P3 ($\dot{m}_{tot} = 80.7$ g/s, ER = 1.1, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 239).

5.2 Modes de combustion observés

Selon les configurations et conditions de fonctionnement, nous avons observé entre un et deux fronts de détonation se propager dans la chambre. Les sens de propagation pouvaient être direct ou indirect, voire les deux en même temps dans certaines conditions à deux fronts. Dans certains cas, aucune onde de choc n'était détectée dans la chambre malgré la présence d'un phénomène de combustion dans celle-ci. Nous avons donc classé ces modes de combustion en trois groupes :

- le régime à un ou deux fronts rotatif,
- le régime à deux fronts contrarotatif,
- le mode volumique.

5.2.1 Rotatif

Le mode rotatif (Section 1.3.3) correspond à la propagation d'un ou plusieurs fronts de détonation dans le même sens, directe ou indirecte. Le nombre maximal de fronts que nous avons pu observer est de deux, lesquels dans ce cas sont répartis à intervalles égaux dans la chambre.

Des signaux typiques de pression pour le régime rotatif à un front sont donnés sur les Figures 5.7a, 5.7b et 5.7c. La première montre le signal pour la durée entière du test. Nous y distinguons d'abord un pic correspondant à l'amorçage, suivi par l'établissement d'un régime avec des niveaux maximaux de pression qui se maintiennent durant tout le test. La Figure 5.7a montre également les variations de pression dans les deux plénums, carburant et oxydant. Nous observons que ces pressions restent constantes pendant tout le test, ce qui indique que les débits d'alimentation sont stables. La Figure 5.7b montre les signaux de pression des capteurs P1, P2 et P8 pour une durée correspondant à quatre révolutions. Nous y observons une succession régulière de pics de pression d'amplitude constante ce qui indique que ce mode rotatif est stable. Les temps de montée sont très courts, de 3 μ s à 4 μ s, inférieurs au temps de relaxation, qui lui est supérieur à 50 μ s. Ce type de signal est caractéristique d'un front de détonation (Section 2.2.2). Les pressions mesurées varient entre la pression atmosphérique et une valeur maximale comprise entre 4 bar et 11 bar (Fig. 5.7c) selon les configurations utilisées. La Figure 5.8 montre les fréquences déduites des signaux obtenus sur l'ensemble des capteurs. Nous observons que ces fréquences sont identiques et constantes au cours du fonctionnement. Cela indique que le régime rotatif est stable sur la durée du fonctionnement. Nous observons aussi des petits pics qui se superposent aux signaux principaux. Leur distribution d'apparence stochastique nous a amené à les considérer comme des signaux parasites sans signification physique. L'ordre de succession des pics de pression obtenus à différentes positions d'une même circonférence permet de déterminer le sens de propagation, indirect avec la séquence P8-P7-P6-P2 (Fig. 5.9a) ou direct avec la séquence P2-P6-P7-P8 (Fig. 5.9b).

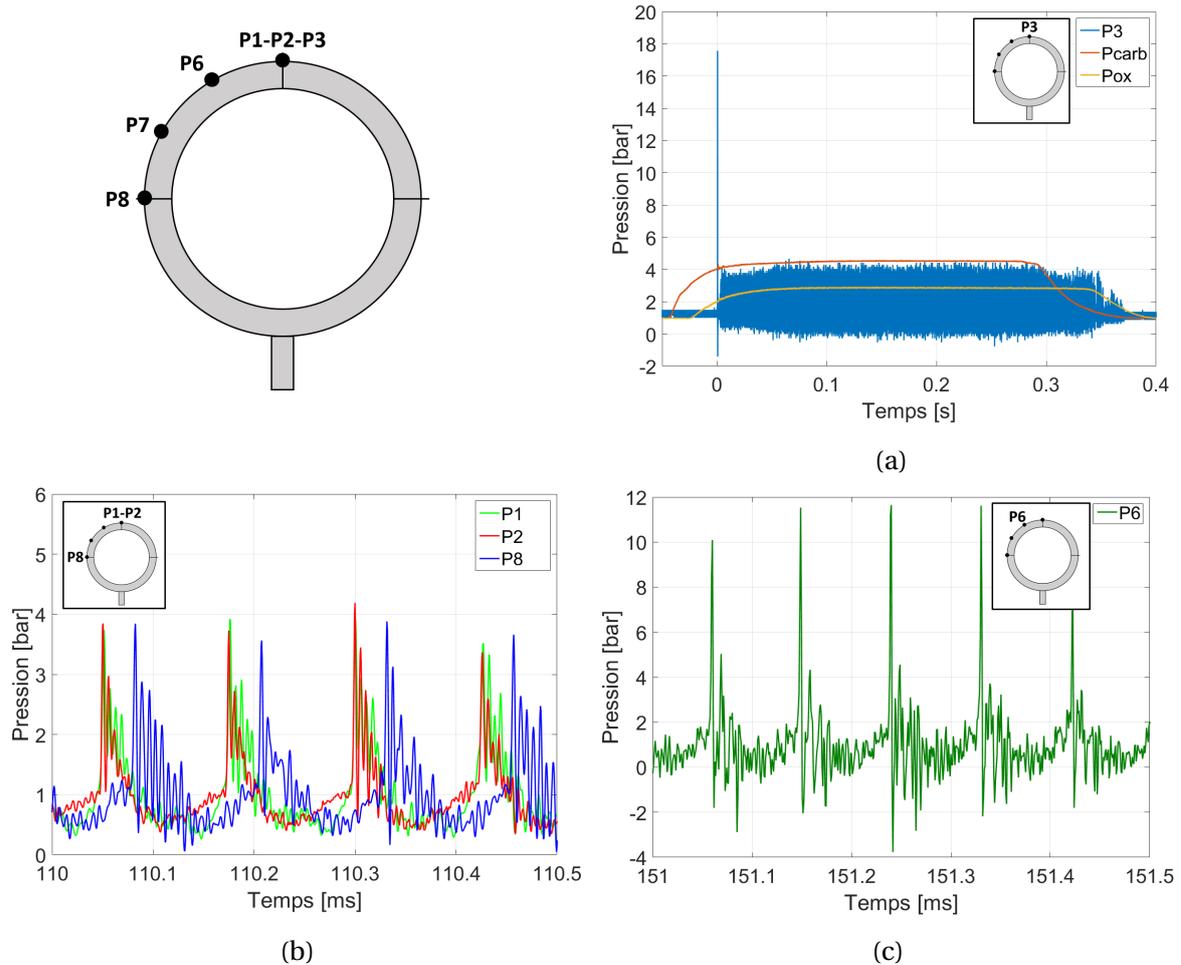


FIGURE 5.7 – Signaux typiques de pression d’un régime rotatif à un front pour les capteurs (a) P3 et positionnés dans les plénums de carburant (Pcarb) et d’oxydant (Pox) pour la durée complète du test ($\dot{m}_{tot} = 80.7$ g/s, ER = 1.1, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 239); (b) P1, P2 et P8 sur une durée de 0.5 ms ($\dot{m}_{tot} = 80.7$ g/s, ER = 1.1, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 239); (c) P6 sur une durée de 0.5 ms ($\dot{m}_{tot} = 77.3$ g/s, ER = 0.93, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 60$ mm, noyau conique $l = 12$ mm et $\alpha = 7.9^\circ$, test n° 343).

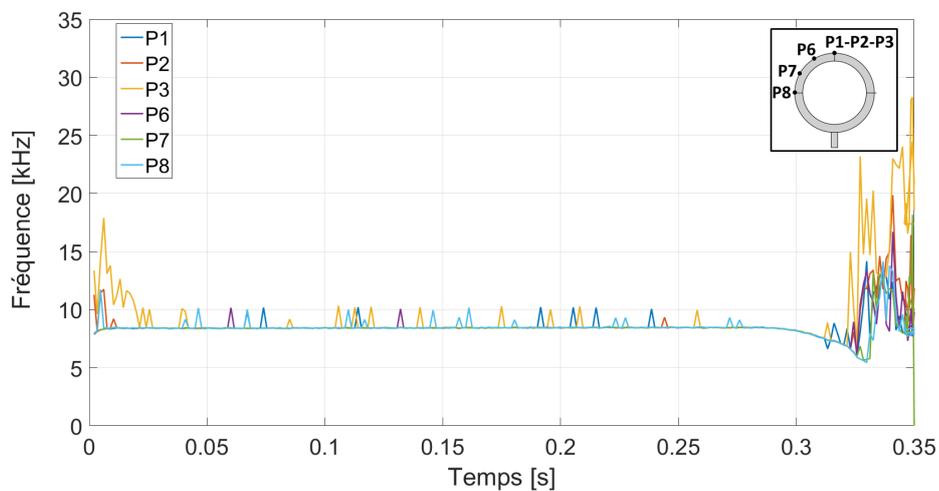


FIGURE 5.8 – Signaux typiques de fréquence pour un front rotatif, déduits des capteurs de pression P1, P2, P3, P6, P7 et P8 ($\dot{m}_{tot} = 94.9$ g/s, ER = 0.84, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau conique $l = 30$ mm et $\alpha = 7.9^\circ$, test n° 249).

Les pics de pression enregistrés à différentes profondeurs de la chambre d'une même position angulaire (180°) sont quasi synchronisés (e.g., capteurs P1 et P2, Figure 5.7b), ce qui indique que la discontinuité est pratiquement droite, alignée selon l'axe de la chambre, sinon très faiblement courbée.

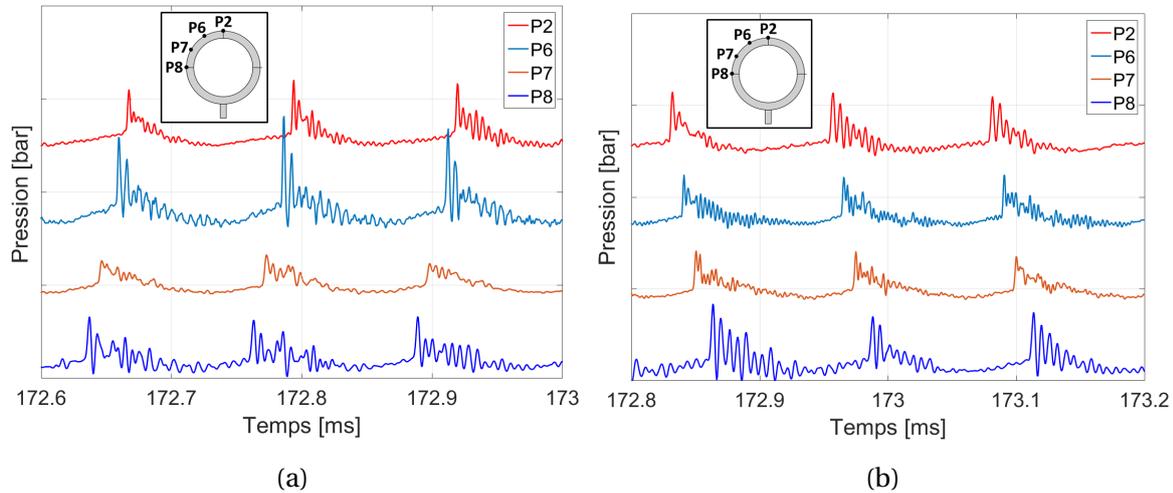


FIGURE 5.9 – Signaux typiques de pression des capteurs de pression P2, P6, P7 et P8 montrant des modes rotatifs à un front (a) indirect ($\dot{m}_{tot} = 72.3$ g/s, $ER = 1.16$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 245); (b) direct ($\dot{m}_{tot} = 80.7$ g/s, $ER = 1.1$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 239), avec des décalages de pression respectifs de 6, 4, 2 et 0 bar.

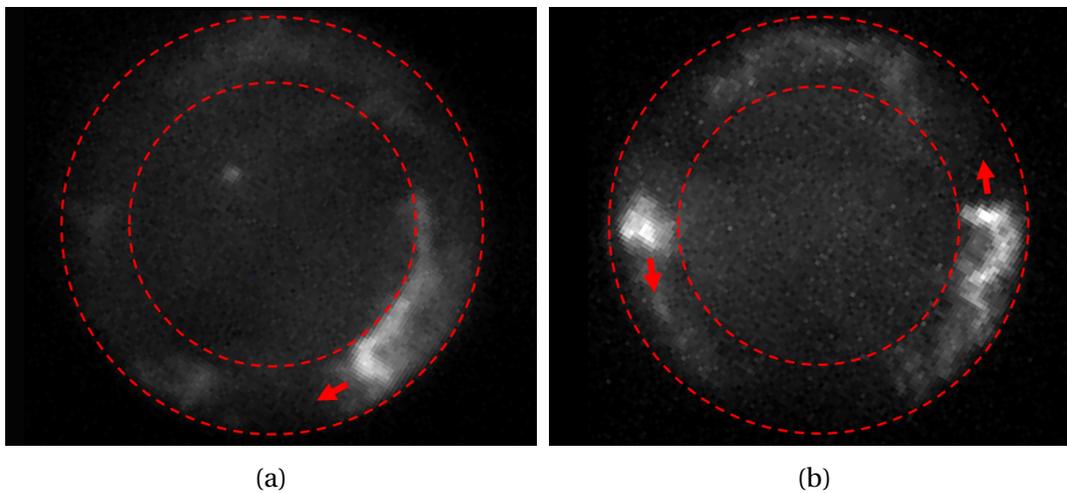


FIGURE 5.10 – Régimes rotatifs en vue arrière axiale : (a) un front rotatif indirect ($\dot{m}_{tot} = 67.7$ g/s, $ER = 1.08$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 12$ mm, test n° 360); (b) deux fronts rotatifs directs ($\dot{m}_{tot} = 67.3$ g/s, $ER = 1.08$, $\beta =$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau conique $l = 12$ mm et $\alpha = 7.9^\circ$, test n° 356). Lumière directe avec la caméra HPV-2, fréquence : $5 \cdot 10^5$ images/s, temps d'exposition : 250 ns et résolution spatiale : 1.6 pixel/mm.

Les visualisations en lumière directe confirment le nombre et la direction de propagation des fronts rotatifs déduits des signaux de pression. Les Figures 5.10a et 5.10b montrent, respectivement, un exemple de régime rotatif à un front indirect et un exemple de régime rotatif à deux fronts directs pour des configurations de noyau cylindrique et conique courts (12 mm de longueur). Nous observons que les fronts réactifs occupent toute

la largeur du canal annulaire indiquant leur maintien dans ce dernier. De plus, la hauteur de ces fronts ne semble pas dépasser la hauteur du noyau (12 mm). Dans le cas de deux fronts de détonation simultanés, ces deniers sont répartis équitablement dans l'espace annulaire.

Nous avons cherché à observer l'éjection des gaz brûlés du RDE. Pour cela, nous avons positionné la caméra SA-Z perpendiculairement à l'axe de la chambre. Deux longueurs de noyaux cylindriques ont été testées : 30 mm (Fig. 5.11) et 90 mm (Fig. 5.12) avec $\varnothing_e = 60$ mm. L'analyse des films obtenus n'a en revanche pas permis d'observer de structures rotatives dans les produits de combustion. Soit elles ne sont pas observables en lumière directe, soit elles ne sont plus présentes à la sortie du moteur à cause de détentes ou d'une trop grande longueur de chambre. La Figure 5.11 montre la présence de particules de silicones incandescentes dans l'écoulement, provenant de la couche protectrice des capteurs des pressions. L'analyse de la vitesse d'éjection de ces particules nous a permis d'estimer une vitesse minimale d'éjection des gaz brûlés entre 150 m/s et 270 m/s. Compte tenu du débit massique moyen utilisé et en considérant que l'éjection est adaptée, la poussée moyenne minimale du RDE au cours de ce test est comprise entre environ 12 N et 22 N.

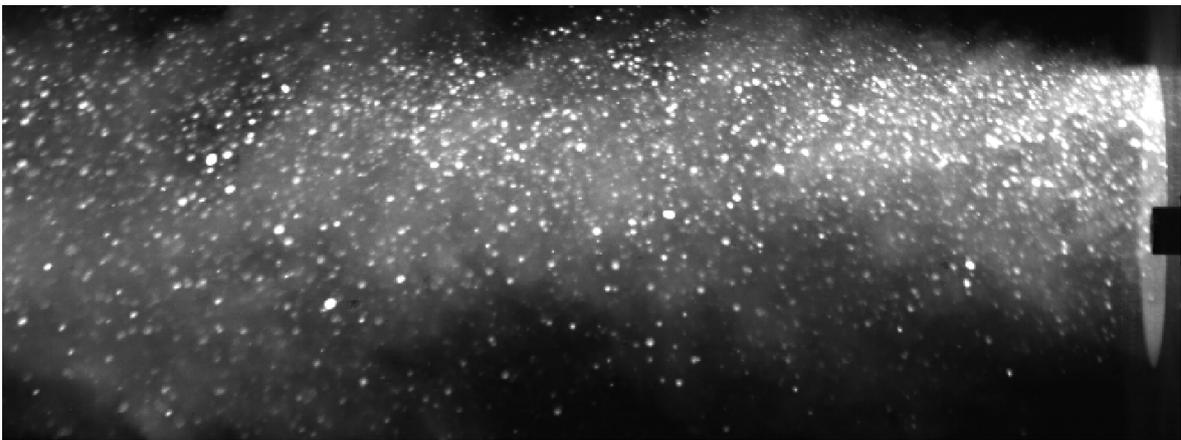


FIGURE 5.11 – Jet de produits de détonation en sortie de la chambre ($\dot{m}_{tot} = 85.1$ g/s, ER = 1.21, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 60$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 265). Lumière directe avec la caméra SA-Z, fréquence : 6.10^4 images/s, temps d'exposition : 347.2 ns et résolution spatiale : 3.3 pixels/mm.

Pour le test avec le noyau cylindrique de 30 mm (Fig. 5.12), les capteurs de pression ont été retirés. Cependant, il subsistait quelques particules dans le panache de produits de combustion. L'analyse de leur vitesse d'éjection nous a permis d'estimer une vitesse minimale d'éjection des gaz brûlés entre 100 m/s et 300 m/s, ce qui correspond à une poussée moyenne minimale entre environ 8 N et 25 N.

Il est intéressant de noter que dans les deux cas malgré, des surfaces d'éjection différentes à cause des longueurs de noyaux différentes, les vitesses d'éjection sont du même ordre de grandeur (environ 200 m/s).

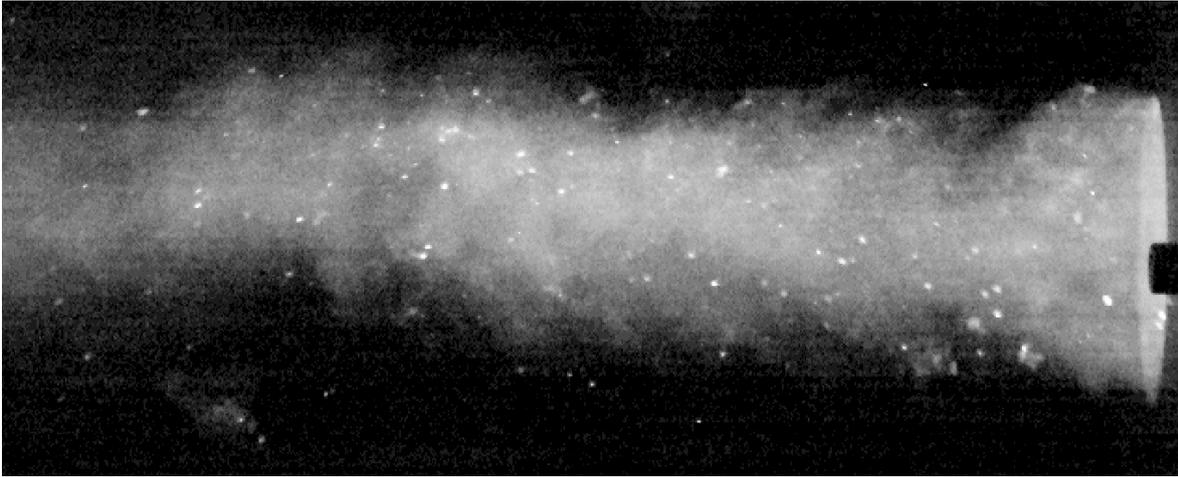


FIGURE 5.12 – Jet de produits de détonation en sortie de la chambre ($\dot{m}_{tot} = 85.2$ g/s, ER = 1.51, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 60$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 266). Lumière directe avec la caméra SA-Z, fréquence : 6.10^4 images/s, temps d'exposition : 347.2 ns et résolution spatiale : 3.3 pixels/mm.

5.2.2 Contrarotatif

Le régime contrarotatif correspond à la propagation de deux fronts dans des sens opposés, interagissant entre eux au niveau d'un point dit de collision et repartant dans l'autre sens (Fig. 5.13).

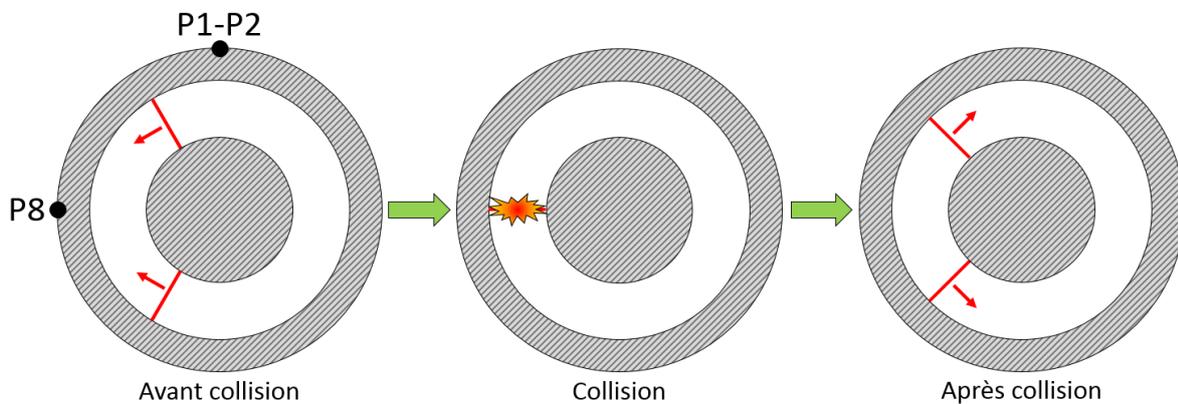


FIGURE 5.13 – Régime contrarotatif à deux fronts se propageant dans des directions opposées.

Les Figures 5.14 représentent des enregistrements typiques de pression d'un régime contrarotatif à deux fronts. Les signaux de pression (P2, P6, P7 et P8) montrent une succession de pics indiquant une propagation directe et indirecte entre les capteurs P2 et P8 (Fig. 5.14b) avec une collision au niveau de P8. La position fixe et reproductible de la collision est due à la présence d'un hublot d'observation à l'opposé de P8. L'irrégularité de paroi associée induit, lors de l'établissement du régime, des phénomènes de points chauds qui vont déterminer l'emplacement des fronts et donc de leur collision à cette position. Les capteurs P8, P7 et P6 enregistrent des pics de pression de même amplitude au cours de la propagation du front. Les niveaux de pression sont plus importants, quasiment le double, au point de collision (P8). La séquence caractéristique du régime contrarotatif est donc : P2-P6-P7-P8-P7-P6-P2. Les niveaux de pression maximaux sont compris entre 2 bar et 4

bar, et ils sont plus faibles que ceux observés pour les régimes rotatifs à un ou deux fronts de même sens de rotation. L'analyse des pics de pression donnés par les capteurs positionnés sur un même axe indique que, comme pour le régime rotatif, les fronts réactifs et les ondes de choc induites sont dans l'axe de la chambre.

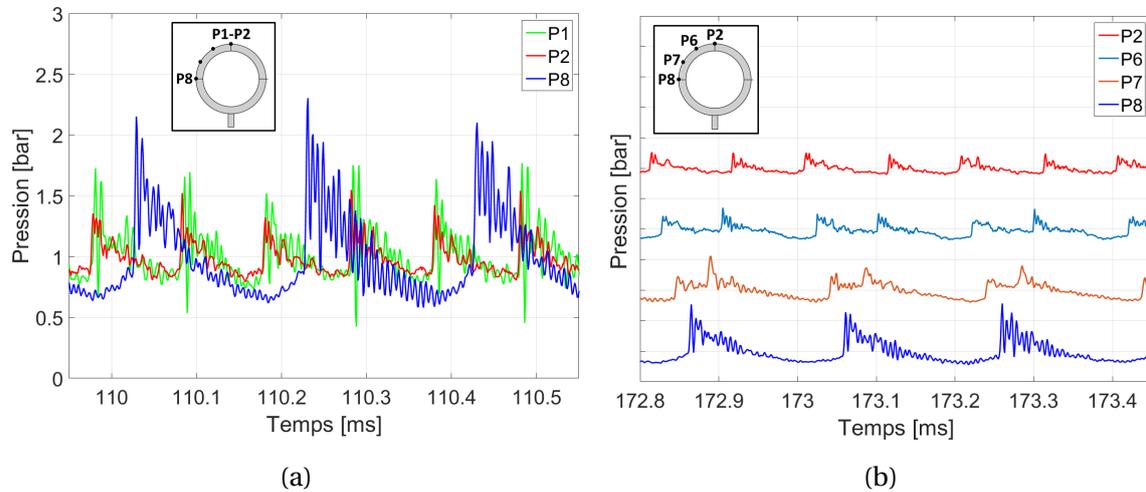


FIGURE 5.14 – Signaux typiques de pression montrant un régime contrarotatif à deux fronts pour les capteurs (a) P1, P2 et P8 sur une durée de 0.5 ms et (b) P2, P6, P7 et P8 sur une durée de 0.65 ms avec des décalages de pression respectifs de 6, 4, 2 et 0 bar ($\dot{m}_{tot} = 70$ g/s, ER = 1.09, $\beta = 0.3$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 208).

Le régime contrarotatif possède deux fréquences caractéristiques des signaux de pression (Fig. 5.15) : une première (capteur P8) caractérisant le point de collision et une seconde (capteurs P2, P6 et P7), double de la première, reliée à la propagation séparée et opposée des deux fronts. Cette propriété permet de repérer les propagations contrarotatives ainsi que la position du point de collision.

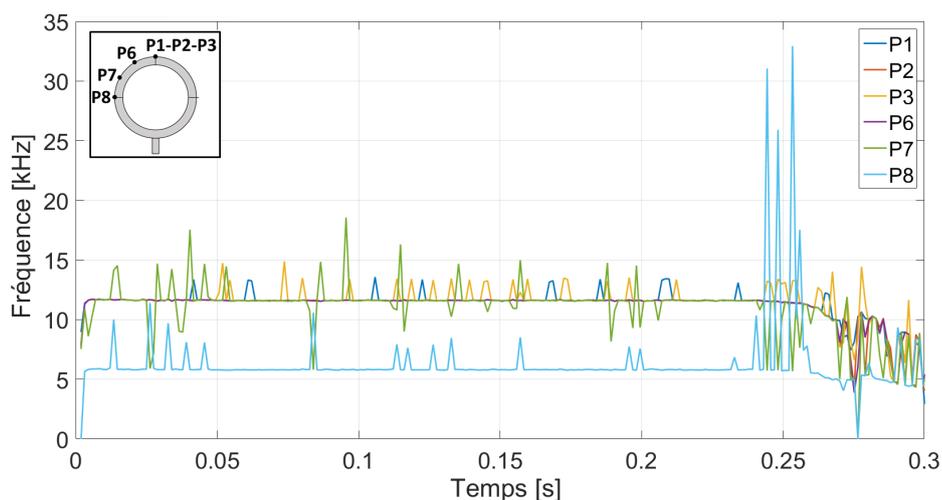


FIGURE 5.15 – Signaux typiques de fréquence des capteurs de pression P1, P2, P3, P6, P7 et P8 ($\dot{m}_{tot} = 69.4$ g/s, ER = 1.2, $\beta = 0.3$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 209).

Les Figures 5.16a et 5.16b montrent les images prises en lumière directe du régime contrarotatif au moment et après la collision. Nous avons utilisé une méthode de soustraction pour distinguer la lumière des fronts de celle résultant de la combustion du silicône de protection thermique des capteurs de pression dans le quart supérieur gauche. Les contours des fronts sont alors repérés en blanc sur les Figures 5.16a et 5.16b. Comme pour le régime rotatif, les fronts occupent toute la largeur de l'espace annulaire.

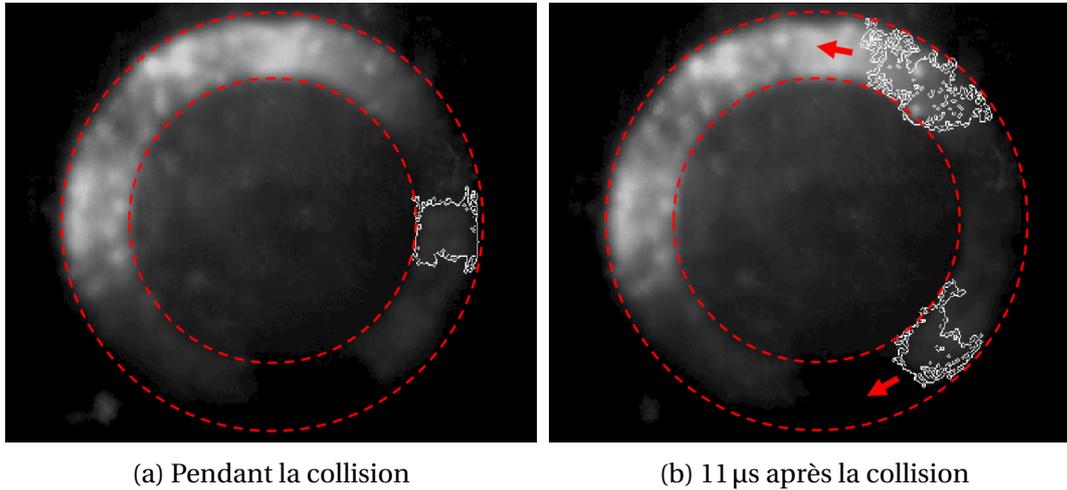


FIGURE 5.16 – Régime contrarotatif en vue arrière axiale ($\dot{m}_{tot} = 63.9 \text{ g/s}$, $ER = 1.23$, $\beta = 0.5$, $\varnothing_e = 70 \text{ mm}$, noyau cylindrique $l = 90 \text{ mm}$, test n° 189). Lumière directe avec la caméra SA-Z, fréquence : 9.10^4 images/s , temps d'exposition : $1,25 \mu\text{s}$ et résolution spatiale : 4.3 pixels/mm .

5.2.3 Volumique

Le mode de combustion volumique est obtenu pour les mélanges les moins sensibles, c'est-à-dire avec les largeurs moyennes des cellules de détonation les plus grandes.

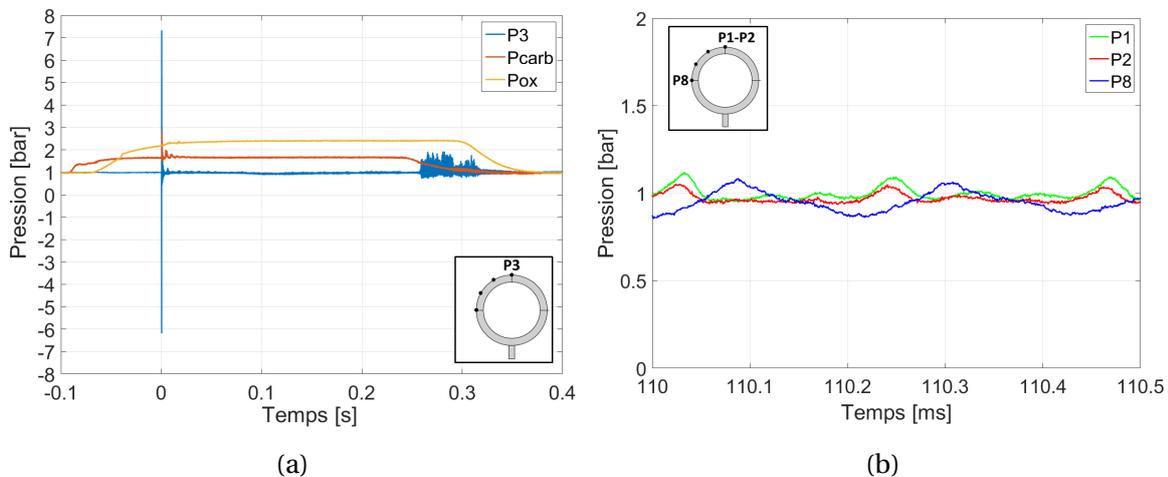


FIGURE 5.17 – Signaux typiques de pression montrant un mode de combustion volumique pour les capteurs (a) P3 et positionnés dans les plénums de carburant (Pcarb) et d'oxydant (Pox) pour la durée complète du test et (b) P1, P2 et P8 sur une durée de 0.5 ms ($\dot{m}_{tot} = 63.6 \text{ g/s}$, $ER = 1.05$, $\beta = 0.5$, $\varnothing_e = 70 \text{ mm}$, noyau cylindrique $l = 90 \text{ mm}$, test n° 190).

Il correspond aux cas où aucun régime rotatif ou contrarotatif n'a pu être établi. Il est associé à des signaux de pression qui indiquent que la combustion démarre de manière quasi-simultanée à toutes les positions angulaires.

La Figure 5.17a montre un signal typique, pendant toute la durée d'un test, sur lequel nous ne pouvons distinguer aucun pic de pression indiquant la rotation d'un front, sauf à la fin après la fermeture des électrovannes de carburant et d'oxydant. On observe cependant des fluctuations de pression de très faible amplitude (Fig. 5.17b), environ 0.2 bar, avec des temps de montée du même ordre de grandeur que le temps de relaxation, soit environ 100 μ s. Dans certains cas néanmoins nous avons détecté que ces fluctuations pourraient indiquer une rotation d'ondes de pression acoustiques dans la chambre. Les visualisations nous ont permis également de mettre en évidence la présence d'une zone réactive uniforme sur toute la circonférence de la chambre (Fig. 5.18). Les zones les plus lumineuses sont concentrées au niveau des surfaces d'injection de carburant et d'oxydant le long de la paroi centrale.

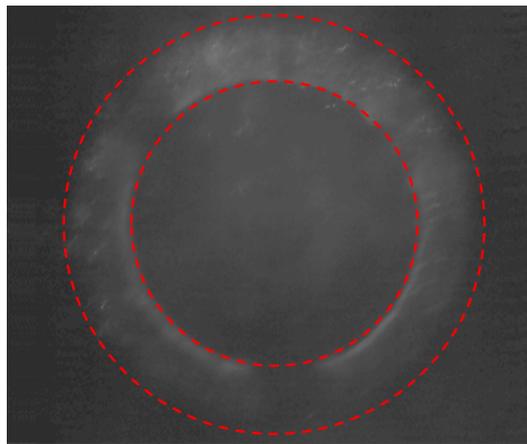


FIGURE 5.18 – Mode de combustion volumique en vue arrière axiale ($\dot{m}_{tot} = 81.3$ g/s, ER = 0.96, $\beta = 0.5$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 186). Lumière directe avec la caméra SA-Z, fréquence : $9 \cdot 10^4$ images/s, temps d'exposition : 347.2 ns et résolution spatiale : 4.3 pixels/mm.

5.3 Stabilité des modes de combustion

Dans cette section, nous décrivons les phénomènes instationnaires identifiés au cours de certains de nos tests. Nous les avons regroupés en deux catégories : les instabilités générant des transitions d'un régime de propagation à un autre et celles générant des modulations des niveaux de pression. Nous discuterons également des mesures de célérités déduites des enregistrements par caméra ultrarapide, lesquelles constituent un autre diagnostic pour juger de l'installation et de la stabilité des régimes de propagation.

5.3.1 Transition de régimes

Pour ce type d'instabilité, il convient de distinguer l'évolution des modes transitoires consécutifs à l'amorçage vers le mode permanent établi associé aux conditions de fonctionnement (débit, richesse, dilution et géométrie) ou bien une succession permanente de modes transitoires. Dans les cas où cette phase de transition est importante devant le temps de fonctionnement du moteur, des tests supplémentaires ont été réalisés dans les mêmes conditions, mais avec des durées de fonctionnement deux à trois fois plus élevées afin de valider le type de régime établi dans la chambre pour les conditions correspondantes.

Instabilité de transition vers un mode établi

Deux cas de transition ont ainsi été observés, celui du régime rotatif à deux fronts vers le régime à un front (noté R2R1) et celui du régime contrarotatif à deux fronts vers le régime rotatif à un front (noté C2R1). Ces transitions du régime à deux fronts vers le régime à un front n'ont été observées que pour des chambres avec des noyaux cylindriques avec une épaisseur de 10 mm. La transition R2R1 est associée au noyau de 12 mm de longueur et la transition C2R1 au noyau de 90 mm de longueur. La Figure 5.19 montre l'évolution des temps de transition en fonction de la richesse moyenne du mélange, pour les deux cas où les instabilités de transition vers un mode établi ont été observées.

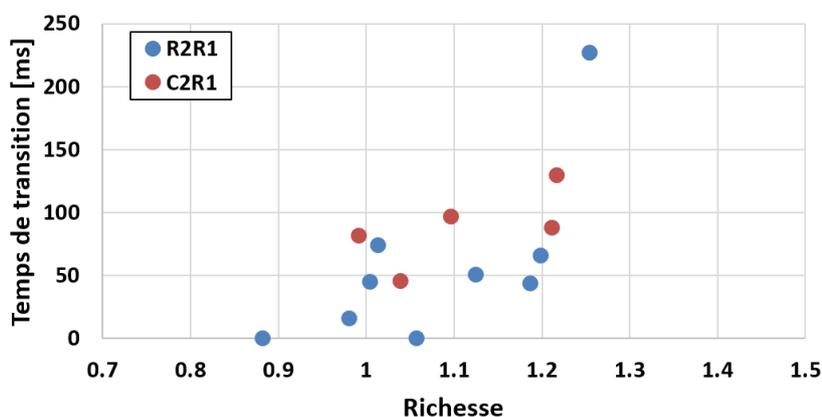


FIGURE 5.19 – Temps de transition R2R1 et C2R1 en fonction de la richesse.

On observe ainsi que les délais sont compris entre 16 et 227 ms pour la transition R2R1 et entre 46 et 130 ms pour la transition C2R1. Il est intéressant de noter que le temps de transition tend à augmenter avec la richesse moyenne du mélange injectée dans la chambre dans les deux cas. Malgré des délais du même ordre de grandeur, cette augmentation est plus rapide pour R2R1 que pour C2R1. Nous remarquons également que la dispersion est plus importante pour R2R1. En revanche, le délai de transition entre les deux régimes ne dépend pas du débit massique total pour les gammes étudiées.

Les Figures 5.20 et 5.21 montre les fréquences et les signaux typiques de pression des capteurs circonférentiels P2 et P8 associés à la transition C2R1. Cette phase se produit au bout d'environ 46 ms, dure environ 5 ms et comporte deux étapes. La première que nous appellerons contrarotatif intermédiaire dure 1.6 ms. Elle commence par le renforcement de l'un des deux fronts (celui se propageant dans le sens direct dans ce cas) ainsi que le déplacement du point de collision, qui va passer du capteur P2 au capteur P8. Les signaux fréquentiels de pression des capteurs P2 et P8 se substituent l'un à l'autre au cours de cette étape traduisant ainsi le déplacement des points de collision des fronts. La seconde étape dure environ 2 ms. Elle correspond à un mode contrarotatif avec une collision sur P8 et une transition vers le régime rotatif à un seul front consécutif à l'atténuation et à la disparition de l'un des deux fronts de détonation.

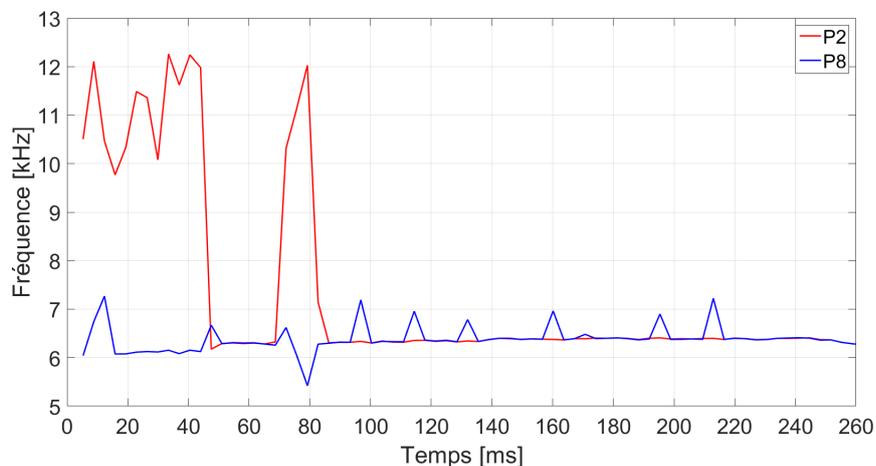


FIGURE 5.20 – Signaux typiques de fréquence montrant la transition du régime contrarotatif au régime rotatif à un front ($\dot{m}_{tot} = 76.7$ g/s, ER = 1.04, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 299).

Les Figures 5.22 et 5.23 montrent les signaux typiques de pression et les fréquences des capteurs circonférentiels P2 et P8 associés à la transition R2R1. Au cours de cette transition, les niveaux de pression pic fluctuent de plus en plus jusqu'à disparition complète d'un des deux fronts (entre 227 et 228 ms sur la Figure 5.22). La transition montre également une diminution des niveaux de pression pic entre 0.5 et 1 bar.

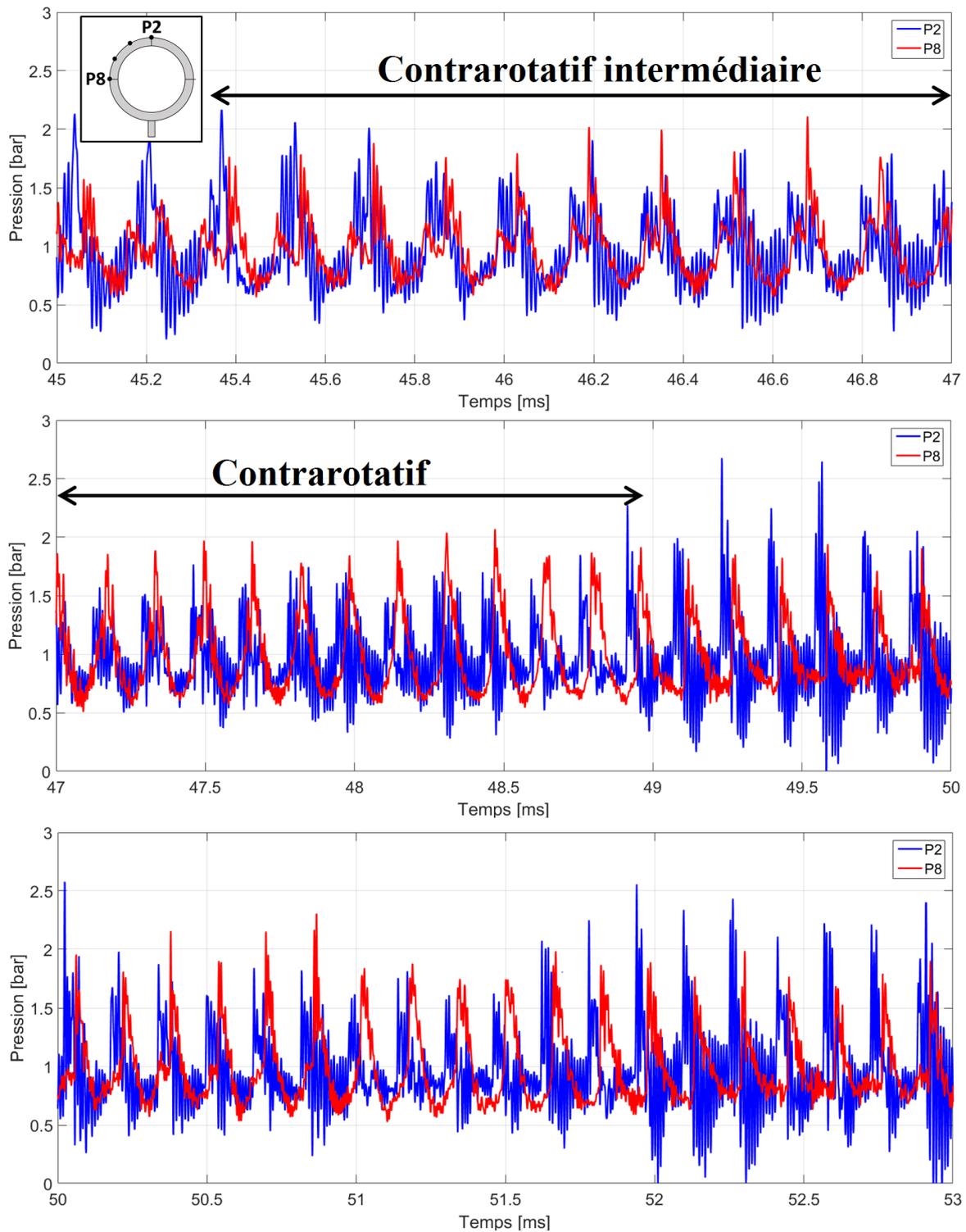


FIGURE 5.21 – Signaux typiques de pression montrant la transition du régime contrarotatif au régime rotatif à un front ($\dot{m}_{tot} = 76.7$ g/s, ER = 1.04, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 299).

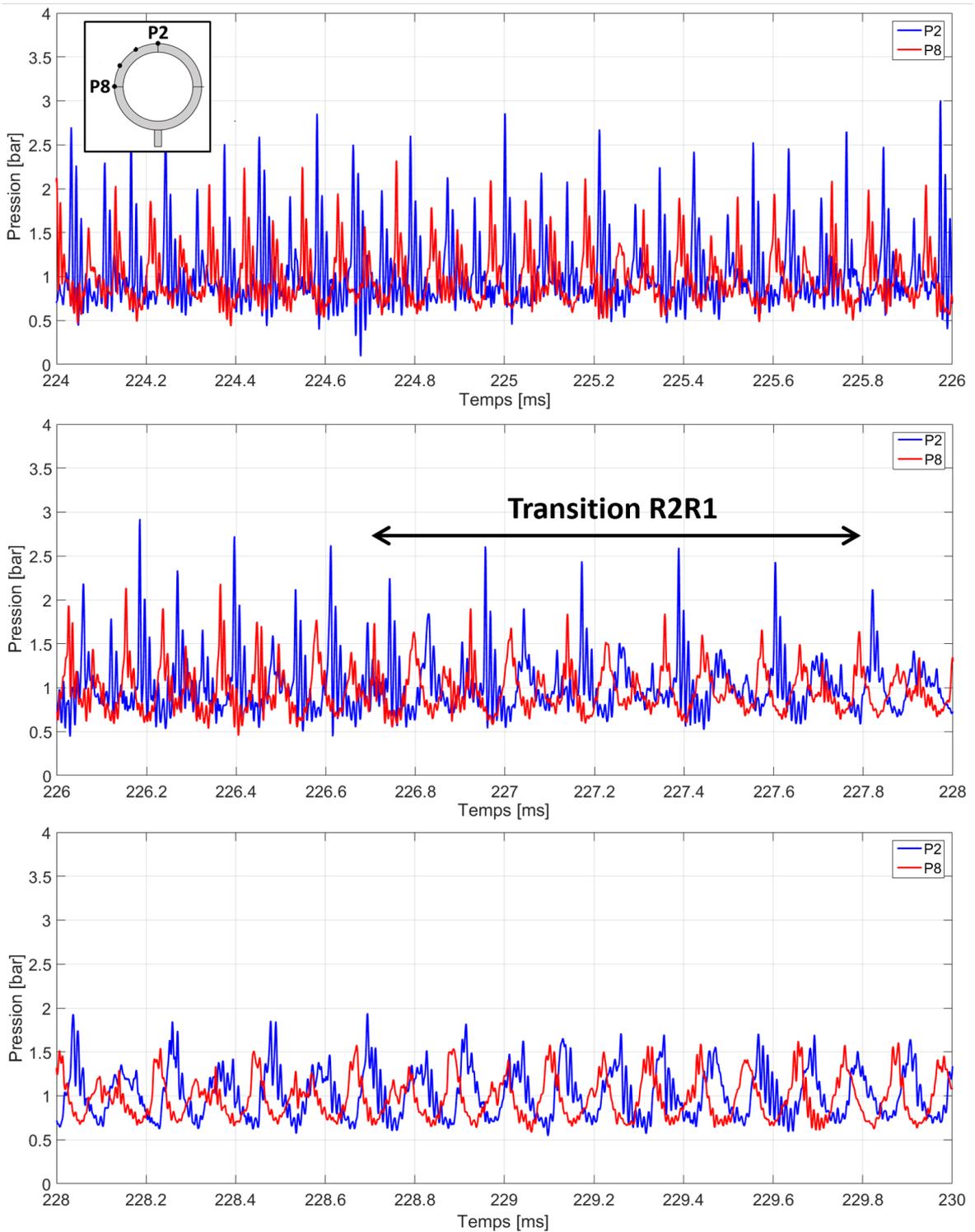


FIGURE 5.22 – Signaux typiques de pression montrant la transition du régime rotatif à deux fronts au régime rotatif à un front ($\dot{m}_{tot} = 65.3$ g/s, ER = 1.25, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 12$ mm, test n° 306).

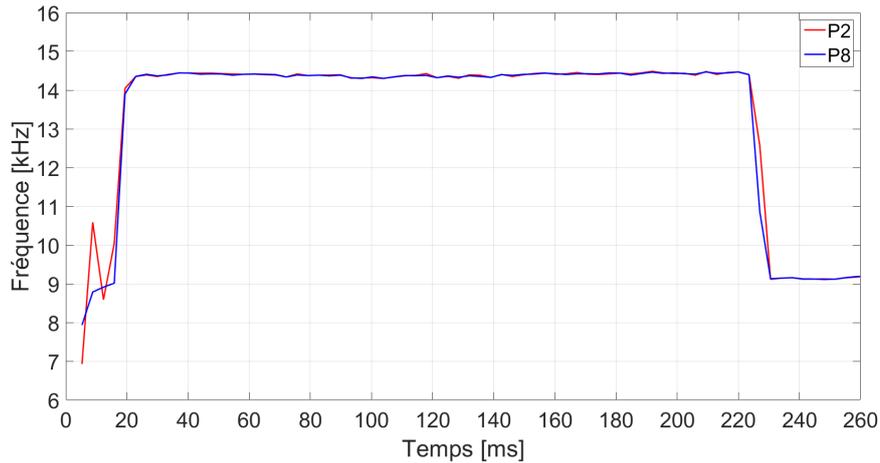


FIGURE 5.23 – Signaux typiques de fréquence montrant la transition du régime rotatif à deux fronts au régime rotatif à un front ($\dot{m}_{tot} = 65.3$ g/s, ER = 1.25, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 12$ mm, test n° 306).

Succession de modes transitoires

La succession de modes transitoires est observée directement après la phase d'amorçage. Les durées de ces modes varient de quelques millisecondes à 50 ms et nous les observons plusieurs fois pendant toute la durée d'un test. Les Figures 5.24 et 5.25 montrent respectivement des exemples de signaux de pression et les fréquences associées, pour les capteurs P2 et P8.

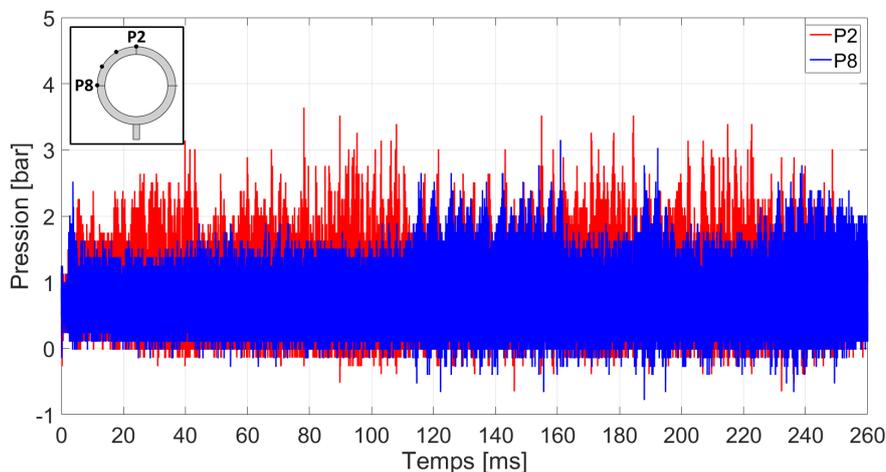


FIGURE 5.24 – Signaux typiques de pression montrant l'alternance de modes transitoires rotatifs à un front et contrarotatifs à deux fronts pour une instabilité multi-régime ($\dot{m}_{tot} = 68.0$ g/s, ER = 1.01, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 362).

Sur la durée du test, ici de 260 ms, le mode le plus long est le contrarotatif (C2) avec une collision au niveau du capteur P2 indiqué par un niveau de pression plus élevé et une fréquence doublée entre les capteurs P2 et P8. Nous notons ainsi une fréquence au niveau du capteur P8 de 12.55 kHz, double de celle donnée par le capteur P2, soit 6.275 kHz. Les phases rotatives (R1) quant à elles sont caractérisées par la même fréquence pour les deux capteurs, soit 6275 Hz. Enfin, nous observons les alternances de transitions

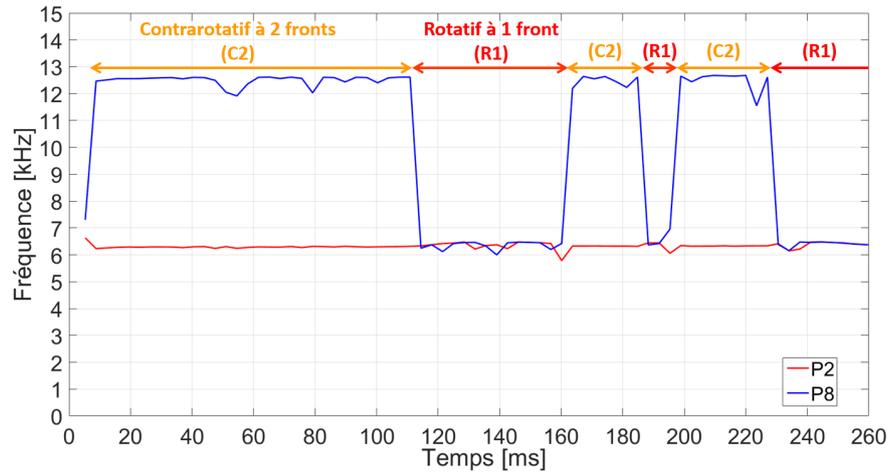


FIGURE 5.25 – Signaux typiques de fréquence montrant l’alternance de modes transitoires rotatifs à un front et contrarotatifs à deux fronts pour une instabilité multi-régime ($\dot{m}_{tot} = 68.0$ g/s, $ER = 1.01$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 90$ mm, test n° 362).

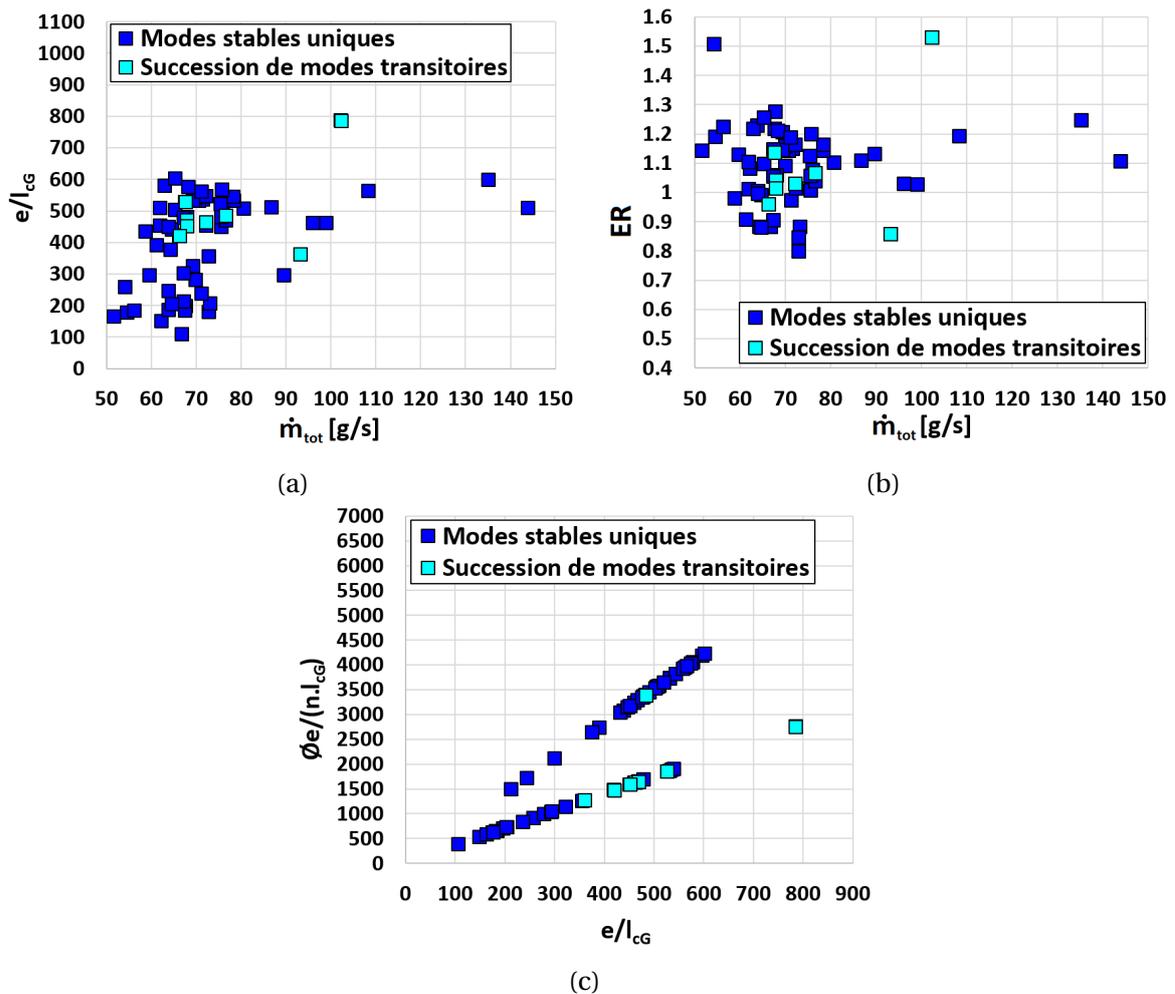


FIGURE 5.26 – Régimes avec une succession de modes transitoires dans les plans (a) $(e/l_{cG}) - (\dot{m}_{tot})$, (b) $(ER) - (\dot{m}_{tot})$ et (c) $(\varnothing_e/(n.l_{cG})) - (e/l_{cG})$, pour les noyaux cylindriques avec $e = 10$ mm.

C2R1 à 115, 189 et 230 ms et de transitions R1C2 à 160 et 198 ms. Il faut cependant noter que durant ces successions de modes transitoires, la célérité des fronts réactifs reste en moyenne constante, ce qui est indiqué par une fréquence constante au niveau du capteur P2 pendant tout le test (Fig. 5.25).

Nous avons tenté une synthèse de nos résultats en les positionnant dans les plans $e-\dot{m}_{tot}$, $ER-\dot{m}_{tot}$ et $(\varnothing_e/n)-e$, avec e l'épaisseur de la chambre, \dot{m}_{tot} le débit massique total, ER la richesse, \varnothing_e le diamètre extérieur de la chambre et n le nombre de fronts. Nous avons adimensionné e et \varnothing_e par la longueur chimique caractéristique l_{cG} du modèle ZND calculé pour chaque test avec le schéma de cinétique de GriMech [101]. Ces résultats sont résumés sur les Figures 5.26a, 5.26b et 5.26c. Nous observons ainsi que les cas de succession de modes transitoires sont associés aux noyaux cylindriques avec une épaisseur de chambre de 10 mm, la majorité est observable pour 90 mm de longueur. Nous retrouvons la succession de modes transitoires pour des débits massiques totaux entre 66 et 102 g/s pour ces configurations. En revanche, ils sont surtout présents pour des richesses proches de la stœchiométrie, principalement entre 0.95 et 1.15. Nous observons également qu'elle n'existe que pour des valeurs de $\varnothing_e/(n.l_{cG})$ et e/l_{cG} respectivement supérieures à 1260 et 360.

5.3.2 Instabilités avec modulation de pression

Lors de l'utilisation de noyaux cylindriques, nous avons observé des variations cycliques des niveaux de pression maximaux au cours des régimes rotatifs à un front et contrarotatifs à deux fronts, mais pas au cours du régime rotatif à deux fronts. Ce type d'instabilités a déjà été rapporté par Liu et al. [72] et Anand et al. [4]. Ils ont attribué l'origine de ces instabilités à l'effet de l'injection. Ce type d'observation confirme la sensibilité du fonctionnement d'un RDE au type et à la qualité du système d'injection. Ces modulations, dites "cycliques", ont été obtenues, pour les noyaux cylindriques avec une épaisseur de chambre de 10 mm et l'ensemble des longueurs testées. Les amplitudes de pression varient avec la richesse du mélange, tout paramètre fixé par ailleurs. Les plus faibles ont été observées avec des mélanges riches et les plus fortes avec des mélanges pauvres, et ce pour tous les débits étudiés.

La Figure 5.27 montre un exemple de signal de pression des capteurs P1, P2 et P8, sur une durée de 30 ms, où des instabilités cycliques faibles ont été observées et ces dernières semblent se propager dans la chambre. Les pressions maximales fluctuent d'environ 1 bar avec une borne supérieure du signal à 4 bar, et une période comprise entre 0.5 et 1 ms. En revanche, les niveaux minimaux ne varient quasiment pas. Nous attribuons ces instabilités à une variation locale des débits massiques de carburant et d'oxydant, donc de la richesse, liée au blocage des injections derrière le front. Ces blocages sont plus importants pour les fortes pressions, ce qui engendre une dégradation des propriétés de détonation,

traduites ici par une baisse de pression. Cette dernière est alors plus favorable à l'injection, ce qui provoque une réaugmentation des propriétés et ainsi poursuit le cycle. Il est intéressant de noter que les fluctuations au capteur P8 sont en opposition de phase avec celle des capteurs P1 et P2. En utilisant la méthode de déphasage des signaux de pression (Section 4.4.2) sur les modulations de pression, nous voyons qu'il existe deux zones de hautes pressions et deux zones de basses pressions réalisant des révolutions dans la chambre, à la manière de fronts rotatifs. Leur célérité de propagation est d'environ 300 m/s, qui est proche de la célérité du son dans les gaz injectés.

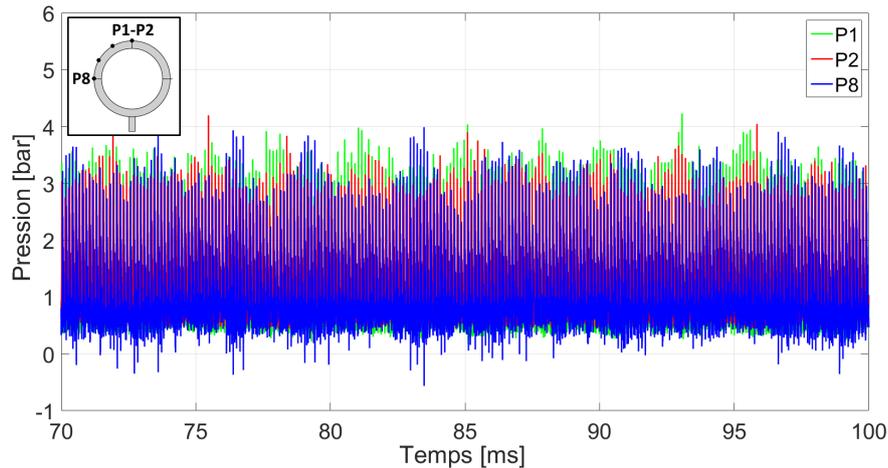


FIGURE 5.27 – Signaux typiques de pression avec une instabilité cyclique faible ($\dot{m}_{tot} = 61.9$ g/s, $ER = 1.10$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 229).

Pour les instabilités cycliques les plus fortes, nous observons, sur la Figure 5.28, l'absence de déphasage entre les fluctuations aux capteurs P2 et P8. Les modulations de pression aux capteurs P2 et P8 sont en phase, ce qui indique que les zones de hautes et basses pressions ne se propagent pas dans la chambre, contrairement aux modulations faibles. Ces fluctuations sont alors de l'ordre de 2 bar pour une borne supérieure du signal à 4 bar avec une période d'environ 5 ms.

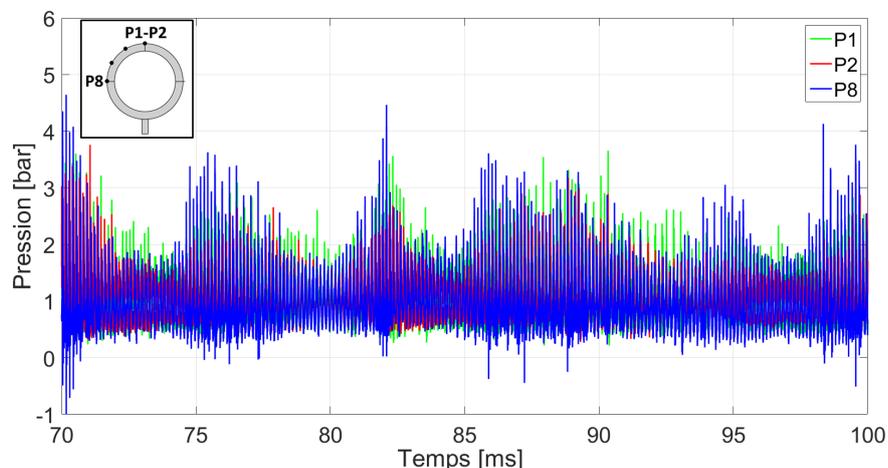


FIGURE 5.28 – Signaux typiques de pression avec une instabilité cyclique forte ($\dot{m}_{tot} = 61.3$ g/s, $ER = 0.9$, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 231).

Nous avons tenté une synthèse de nos résultats en les positionnant dans les plans $e-\dot{m}_{tot}$, $ER-\dot{m}_{tot}$ et $(\varnothing_e/n)-e$, avec e l'épaisseur de la chambre, \dot{m}_{tot} le débit massique total, ER la richesse, \varnothing_e le diamètre extérieur de la chambre et n le nombre de fronts. Nous avons adimensionné e et \varnothing_e par la longueur chimique caractéristique l_{cG} du modèle ZND calculé pour chaque test avec le schéma de cinétique de GriMech [101]. Ces résultats sont résumés sur les Figures 5.29a, 5.29b et 5.29c. Nous pouvons noter que la majorité de ces instabilités sont observées pour des débits compris entre 60 et 77 g/s. La limite supérieure peut s'expliquer par l'augmentation de la vitesse d'injection avec le débit massique qui va limiter les effets de la pression maximale dans la chambre sur l'injection. Il est intéressant de noter que la majorité des instabilités cycliques faibles est présente sur une large gamme de e/l_{cG} , mais seulement pour des richesses comprises entre 1 et 1.25. Pour les instabilités cycliques fortes, elles sont présentes pour des richesses inférieures à 1.03.

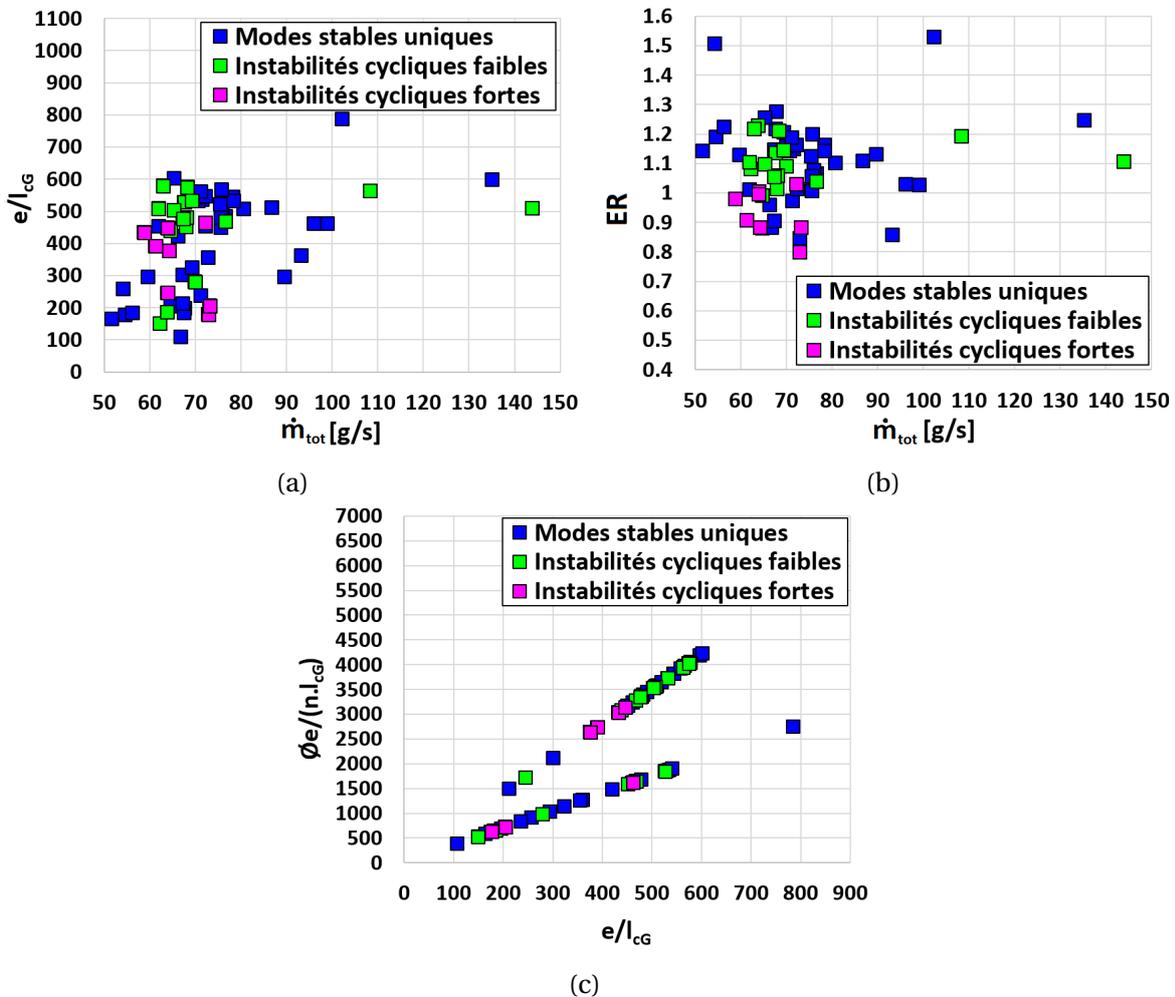


FIGURE 5.29 – Localisation des régimes avec des instabilités cycliques faibles et fortes dans les plan (a) $(e/l_{cG}) - (\dot{m}_{tot})$, (b) $(ER) - (\dot{m}_{tot})$ et (c) $(\varnothing_e/(n.l_{cG})) - (e/l_{cG})$, pour les noyaux cylindriques avec $e = 10$ mm.

5.3.3 Variation de la célérité de propagation

Nous avons mesuré la célérité de propagation des fronts rotatifs sur l'ensemble d'une révolution de chambre en mettant en œuvre deux techniques. La première consiste à déduire la célérité du front à partir des visualisations en lumière directe à l'aide de caméras ultrarapides et la seconde consiste à mesurer la célérité moyenne entre deux capteurs par la méthode de déphasage de pression (Section 4.4.2).

La mesure de célérité à partir des visualisations permet d'obtenir la célérité des fronts dans toute la chambre. La Figure 5.30 montre les célérités instantanées et moyennes mesurées sur 36 révolutions, pour un régime rotatif à un front direct, en fonction de la position radiale. Nous observons que la célérité varie périodiquement pour chaque demi-révolution. Cependant, l'amplitude de ces variations est faible et la moyenne de la célérité est comprise entre les bornes du domaine de variation. La célérité moyenne D_m , courbe orange sur la Figure 5.30, varie ainsi entre 1867.5 et 1547 m/s au cours d'une révolution, avec deux maximums locaux situés aux environs des positions 60° et 240° et deux minimums locaux aux positions 0° et 180° . Pour les régimes contrarotatifs, la qualité insuffisante des images, due à la présence de points de collision des fronts de détonation, ne nous a pas permis d'utiliser cette méthode d'analyse.

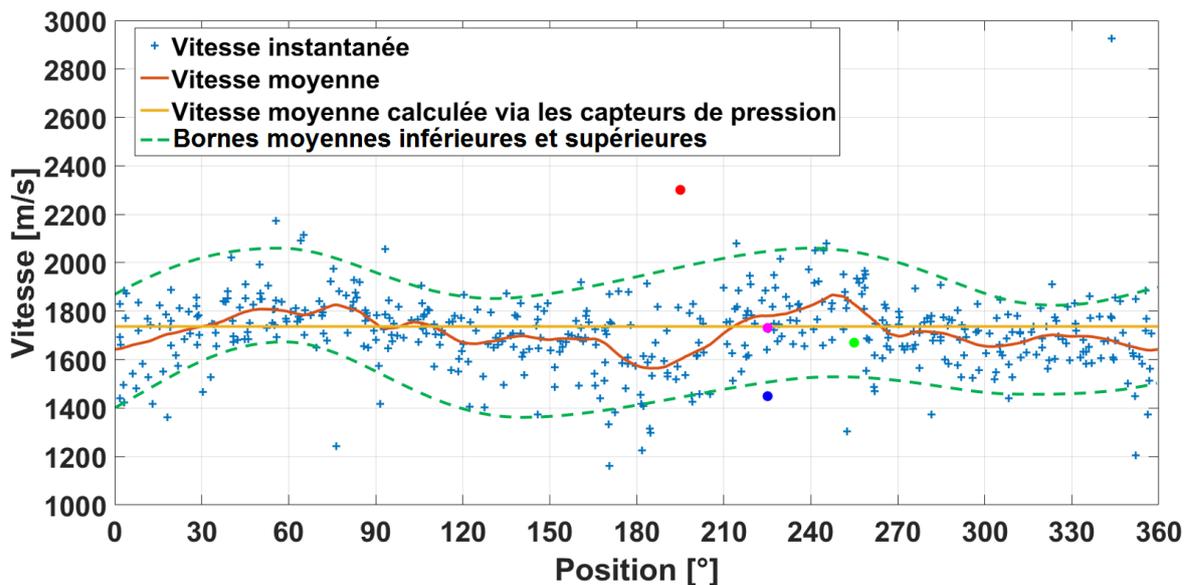


FIGURE 5.30 – Célérités instantanées et moyenne mesurées sur 36 révolutions, pour un régime rotatif à un front direct, en fonction de la position radiale. La ligne jaune représente la célérité moyenne mesurée sur la circonférence de la chambre. Les célérités moyennes mesurées entre les capteurs P2/P6, P6/P7, P7/P8 et P2/P8 correspondent aux points rouge, bleu, vert et magenta, respectivement ($\dot{m}_{tot} = 72.3$ g/s, ER = 1.16, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau cylindrique $l = 30$ mm, test n° 246).

Cette méthode présente néanmoins certains problèmes de précision. En effet, la configuration de la chambre annulaire ne permet pas d'utiliser des méthodes de visualisation, telle que la strioscopie, qui permettent de visualiser directement le front de détonation. De plus, les enregistrements que nous avons réalisés sont dégradés par la présence de

points lumineux correspondant à la combustion de particules de silicones érodées de la couche protectrice des capteurs de pression, lors des passages successifs des fronts d'onde. Afin de localiser plus précisément le front réactif, nous avons utilisé une méthode de soustraction permettant de repérer les différences de luminosité d'une image à l'autre et ainsi d'extraire les variations lumineuses associées aux fronts.

La célérité moyenne D calculée par déphasage des signaux de pression sur un même capteur, courbe jaune sur la Figure 5.30, est de 1737 m/s, ce qui est en bon accord avec celles mesurées à partir des visualisations. L'écart entre D_m et D est alors compris entre - 172 et + 130 m/s, soit environ 7 % de D_{CJ} . Les célérités moyennes D_{26} , D_{67} , D_{78} et D_{28} mesurées entre les capteurs P2/P6, P6/P7, P7/P8 et P2/P8, sont représentées sur la Figure 5.30 par les points rouge, bleu, vert et magenta aux positions 195° , 225° , 250° et 225° respectivement. Leur analyse indique que la célérité du front diminue de 2300 à 1450 m/s au début de sa propagation dans la zone instrumentée par les capteurs de pression puis augmente de 1450 à 1670 m/s à la fin de cette dernière. Si la tendance de célérité entre 225° et 250° semble correspondre aux célérités moyennes obtenues grâce aux visualisations malgré des valeurs plus faibles, la célérité mesurée entre P2 et P6 est beaucoup plus élevée que D_m .

La mesure de célérité par déphasage des signaux de pression présente des problèmes de précision en raison du diamètre non négligeable de la surface active du capteur. En effet, cette partie du capteur mesure 11 mm de diamètre alors que les centres de deux capteurs successifs sont espacés de 18 mm pour un diamètre extérieur de chambre $\varnothing_e = 70$ mm et de 15 mm pour $\varnothing_e = 60$ mm. La surface active occupe donc respectivement 60% et 73% de la distance séparant deux capteurs. Cette surface n'occupe plus qu'environ 20% pour deux capteurs séparés de 90° et de seulement 5% sur 360° . Notons que les mesures ne peuvent être réalisées que dans le quart supérieur gauche de la chambre là où se trouvent les capteurs de pression.

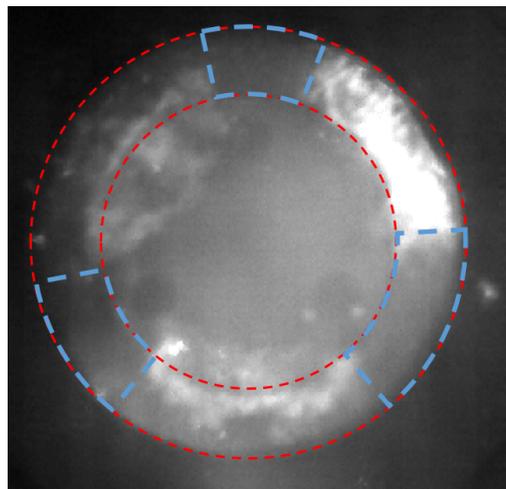


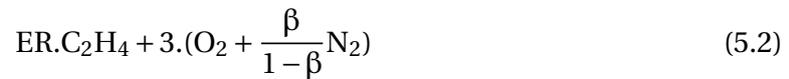
FIGURE 5.31 – Régime rotatif en vue arrière axiale avec l'emplacement des zones "mortes" (contours bleus) ($\dot{m}_{tot} = 67.3$ g/s, ER = 1.08, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70$ mm, noyau conique $l = 12$ mm et $\alpha = 7.9^\circ$, test n° 357). Lumière directe avec la caméra HPV-2, fréquence : $5 \cdot 10^5$ images/s, temps d'exposition : 250 ns et résolution spatiale : 1.6 pixel/mm.

Les visualisations montrent trois zones "mortes" où la luminosité des gaz brûlés est plus faible (Fig. 5.31) et où le front réactif est difficile à distinguer. Nous pensons que compte tenu de la configuration de l'injection, le mélange dans ces zones est de moins bonne qualité.

Les deux méthodes de mesure donnent les mêmes valeurs de célérité moyenne des fronts de détonation. Cependant, les capteurs de pression ne permettent pas de mesurer avec une précision satisfaisante les variations de célérité. La variation donnée par l'analyse des visualisations correspond à environ 12% de D_{CJ} . Les célérités instantanées indiquent que ces variations sont globalement les mêmes d'une révolution à l'autre. Elles sont probablement engendrées par les zones mortes dans lesquelles les fronts de détonations sont ralentis.

5.4 Caractéristiques des régimes de propagation : étude paramétrique

Dans cette section nous présentons les caractéristiques de détonation des trois régimes propagatifs observés dans la chambre annulaire i.e., rotatif à un front, rotatif à deux fronts et contrarotatif à deux fronts en fonction de 3 paramètres : la détonabilité, le débit massique total et la géométrie interne de la chambre. Nous nous sommes plus particulièrement attachés à déterminer l'effet de ces paramètres sur le déficit de célérité relatif à la célérité CJ pour chaque mélange injecté. Les propriétés CJ ont été calculées à l'aide du logiciel Gaseq [78] pour chaque mélange aux CAPT :



avec les gammes de conditions initiales suivantes :

	β	ER	\dot{m}_{tot} [g/s]	e/λ	λ [mm]	D_{CJ} [m/s]	P_{CJ} [bar]
Valeur minimale	0	0.7	50	1	0.5	2100	26
Valeur maximale	0.5	1.5	150	23	7	2600	36

TABLEAU 5.3 – Gammes des conditions initiales et des propriétés de détonation Chapman-Jouguet des mélanges considérés aux CAPT.

où β est la fraction molaire d'azote dans l'oxydant, ER la richesse, \dot{m}_{tot} le débit massique total, e l'épaisseur de la chambre, λ la largeur moyenne des cellules de détonation, D_{CJ} et P_{CJ} les célérités et les pressions CJ, respectivement. L'ensemble des tests présentés sont résumés dans l'Annexe B.

5.4.1 Influence de la détonabilité et du débit massique total du mélange

La détonabilité d'un mélange est définie par la largeur moyenne des cellules de détonation λ ou la longueur chimique caractéristique l_{cG} du modèle ZND calculé pour chaque test avec le schéma de cinétique de GriMech [101]. Plus ces longueurs sont petites, plus le mélange est propice à la propagation des fronts de détonation (Section 2.3). Nous avons fait varier ces longueurs caractéristiques en utilisant des mélanges avec différents taux de dilution en azote dans l'oxydant et différentes richesses (Tableau 5.3).

Les Figures 5.32a et 5.32b représentent les fréquences de révolution des fronts en fonction de e/λ et e/l_{cG} , respectivement. Nous observons que les domaines de fréquence des différents régimes de propagation du RDE sont répartis en trois zones :

- le régime rotatif à un front qui possède des fréquences comprises entre 5.4 kHz et 11.3 kHz,
- le régime rotatif à deux fronts qui possède des fréquences comprises entre 14.7 kHz et 16.9 kHz, soit environ le double de celle du régime rotatif à un front,

— le régime contrarotatif à deux fronts qui possède des fréquences comprises entre 10 kHz et 13.3 kHz.

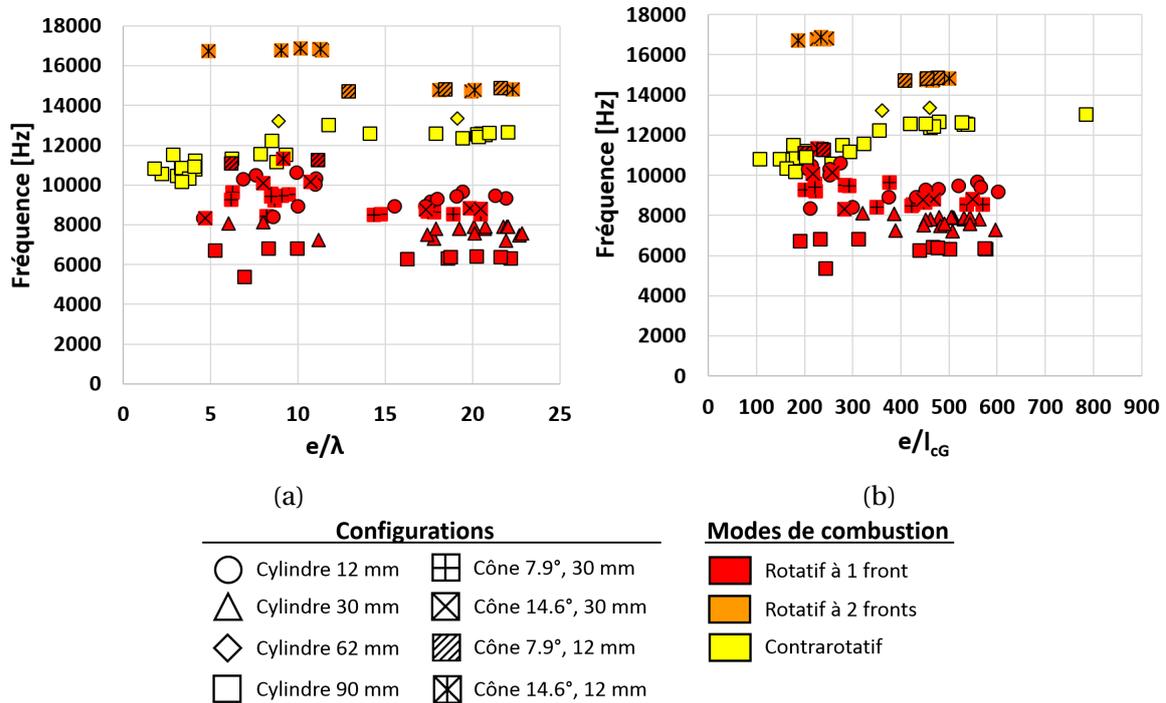


FIGURE 5.32 – Fréquence moyenne des régimes de propagation en fonction des rapports (a) e/λ et (b) e/l_{cG} .

Les Figures 5.33a, 5.33b, 5.33c et 5.33d présentent l'évolution des célérités D et des rapports D/D_{CJ} en fonction des rapports e/λ et e/l_{cG} , à débit massique total fixé entre 65 et 75 g/s. D'une manière générale, nous observons que les célérités mesurées et les rapports D/D_{CJ} évoluent très peu en fonction de la détonabilité pour une configuration et un régime donnés. Dans les gammes de richesse et de dilution considérées, nous notons une légère augmentation de la célérité avec e/λ (ou e/l_{cG}), alors que D/D_{CJ} reste quasi constant. En effet, D_{CJ} augmente avec la richesse ER , mais aussi avec la diminution de la dilution en azote de l'oxydant β (Fig. 5.34) c'est-à-dire avec la détonabilité du mélange, ce qui a donc pour effet de compenser la hausse de célérité des fronts dans le calcul de D/D_{CJ} . Nous n'observons également aucune différence entre les célérités et les déficits de célérité des régimes contrarotatif et rotatif à un front pour le noyau cylindrique de 90 mm de long.

Nous concluons ainsi que dans la gamme testée, la détonabilité n'a qu'un faible effet sur la célérité mesurée et les déficits théoriques pour une configuration géométrique et pour un régime de propagation donnés. Notre interprétation est que la détonabilité du mélange n'est pas le facteur limitant à l'origine des déficits de célérité mesurés.

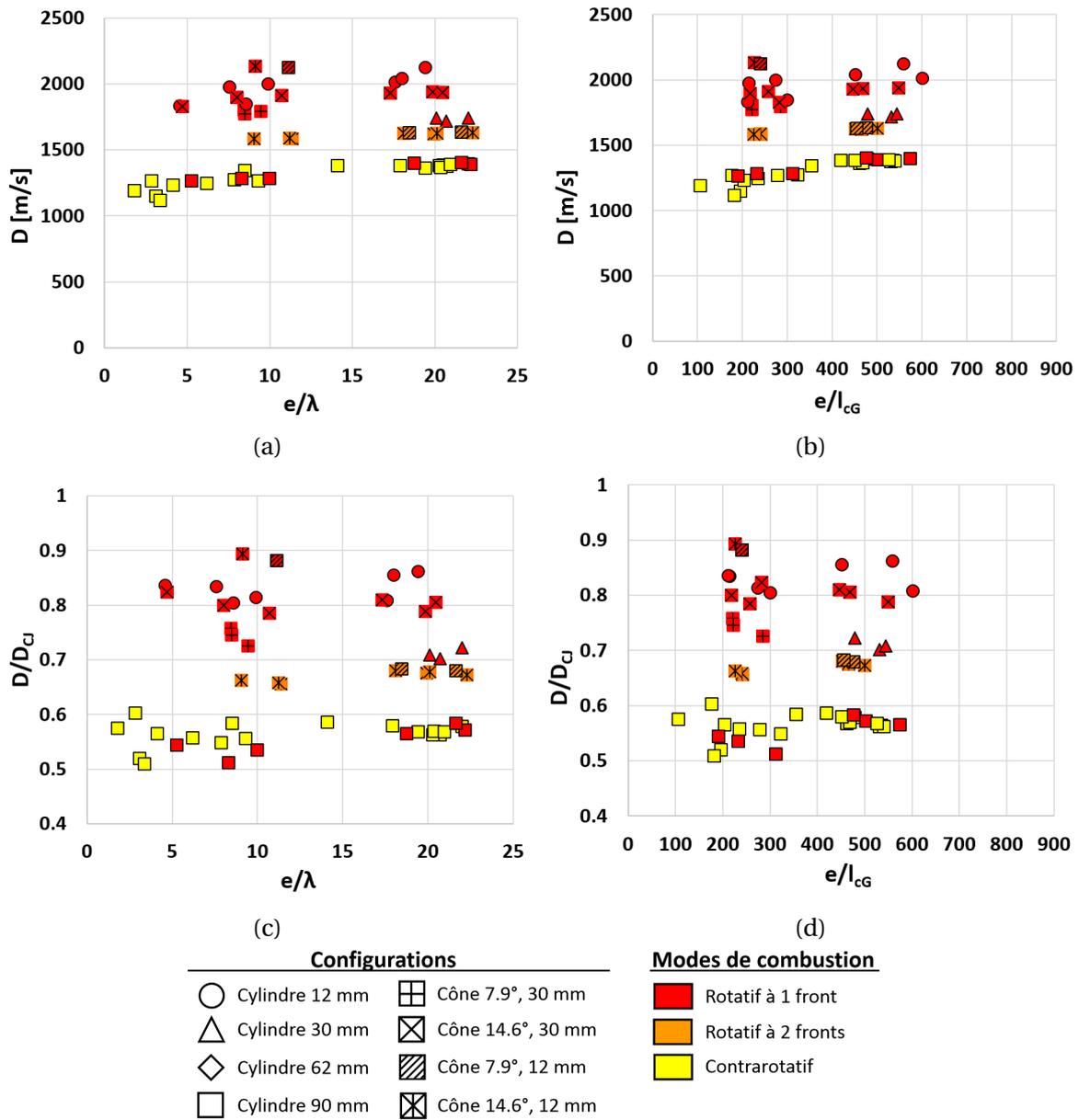


FIGURE 5.33 – (a et b) Célérité moyenne D ou (c et d) rapport D/D_{CJ} en fonction des rapports (a et c) e/λ et (b et d) e/l_{CG} . $\dot{m}_{tot} \in [65; 75]$ g/s.

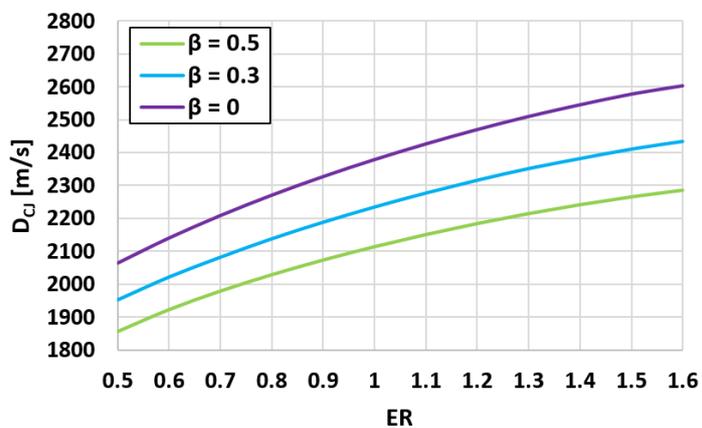


FIGURE 5.34 – D_{CJ} en fonction de la richesse ER pour β égale à 0.5, 0.3 et 0.

Pour une configuration et une détonabilité fixées, l'augmentation du débit massique total permet d'augmenter la hauteur de la couche de mélange dans laquelle la détonation va se propager. Plusieurs études [25, 34] font ainsi état d'une augmentation de la célérité de propagation des fronts de détonation avec les débits de mélange injectés dans leurs chambres. Les Figures 5.35a et 5.35b montrent l'évolution des célérités et des rapports D/D_{CJ} en fonction du débit massique total. Les débits massiques totaux \dot{m}_{tot} sont compris dans une gamme de 50 à 150 g/s, et les richesses moyennes ER entre 0.9 et 1.1, c'est-à-dire proches de la stœchiométrie.

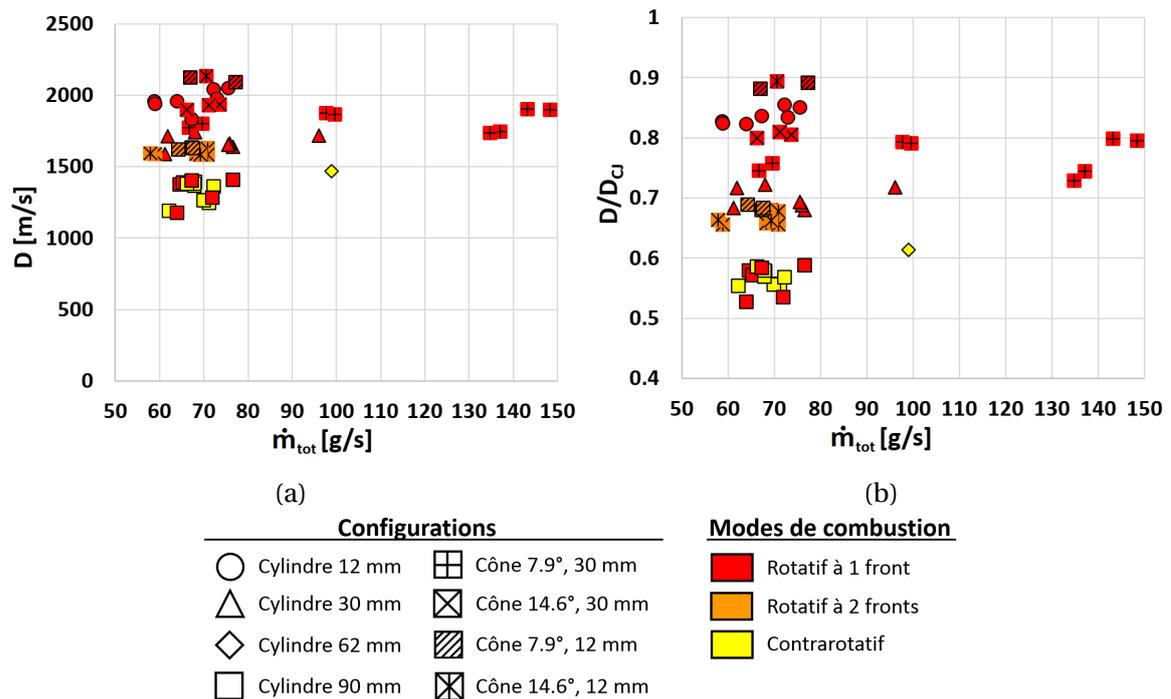


FIGURE 5.35 – (a) Célérité moyenne D ou (b) rapport D/D_{CJ} en fonction du débit massique total \dot{m}_{tot} . ER \in [0.9; 1.1] g/s.

Nous observons que les célérités mesurées et les rapports de célérité D/D_{CJ} sont essentiellement constants pour les mêmes géométries et régimes de propagation, et ce dans toute la gamme des débits massiques totaux considérés. Nous concluons ainsi que dans la gamme testée, le débit massique total n'a pas d'effet significatif sur la célérité mesurée et sur les déficits théoriques associés pour une configuration géométrique et pour un régime de propagation donnés. Notre interprétation est que, comme pour la détonabilité du mélange, le débit massique total n'est pas le facteur limitant à l'origine des déficits de célérité mesurés. Cependant, la géométrie interne de la chambre annulaire semble jouer un rôle majeur dans l'amélioration des caractéristiques de propagation des fronts de détonation dans celle-ci.

5.4.2 Influence de la géométrie interne de la chambre

Dans cette partie, nous avons cherché à étudier l'effet du confinement du front de détonation sur ses caractéristiques. Pour cela, nous avons fait varier la géométrie interne de la chambre en considérant des noyaux cylindriques et coniques de différentes longueurs et différents demi-angles au sommet (Section 4.1.1). Les paramètres considérés sont alors :

- la longueur du noyau l ,
- son demi-angle au sommet α ,
- l'épaisseur e de la chambre en diminuant son diamètre extérieur \varnothing_e .

Nous avons d'abord étudié l'effet de la longueur l du noyau cylindrique sur la propagation des fronts de détonation. Les Figures 5.36a, 5.36b et 5.36c représentent l'évolution des valeurs moyennes, pour chaque configuration, de D , de D/D_{CJ} et des pressions pics en fonction du rapport l/L du noyau cylindrique, pour les deux épaisseurs e considérées, soit 10 mm ($\varnothing_e = 70$ mm) et 5 mm ($\varnothing_e = 60$ mm). Nous observons que la diminution de longueur du noyau cylindrique favorise le régime rotatif à un front. Le régime contrarotatif n'a pas été obtenu pour les plus faibles longueurs (soit 12 et 30 mm).

D'une manière générale, nous notons que la diminution de la longueur du noyau cylindrique a pour effet d'augmenter la célérité, D/D_{CJ} et la pression pic, quelle que soit l'épaisseur de la chambre. La célérité passe ainsi de 52% à 82% de D_{CJ} et la pression de 3.3 bar à 5.5 bar, soit, respectivement, une augmentation de 30% et de 40% avec une diminution de 87% de la longueur du noyau cylindrique. Il est également intéressant de noter que ces augmentations sont plus importantes lorsque la configuration se rapproche de celle d'une chambre creuse, c'est-à-dire sans noyau. La diminution de l'épaisseur de la chambre entraîne une diminution d'environ 6% de la célérité de propagation et du rapport D/D_{CJ} . Ces observations confirment que la diminution de la taille du confinement dégrade les propriétés de la détonation. En revanche, il est difficile d'apprécier l'effet de l'épaisseur sur la pression en raison de l'imprécision de mesure des pics de pression (Section 4.4.2).

Sur la Figure 5.36b, nous avons également reporté les résultats de Zhang et al. [124]. Dans leur travail, ces auteurs ont diminué la longueur du noyau d'une chambre de RDE de type axiale jusqu'à obtenir une chambre creuse ($l/L = 0$). Nous retrouvons une augmentation de la célérité avec la diminution de l . Cette dernière augmentation est d'autant plus marquée que l'on se rapproche de la configuration de chambre creuse. Les célérités obtenues dans ces configurations sont de l'ordre de D_{CJ} voire supérieures à cette valeur, pour les longueurs les plus faibles. Nous pouvons mettre ces résultats en parallèle avec ceux de Rodriguez et al. [89] qui ont mis expérimentalement en évidence un régime de détonation rotatif surcomprimée (i.e., $D > D_{CJ}$) lors de la transmission de la détonation d'un canal droit à une chambre courbée sans noyau central.

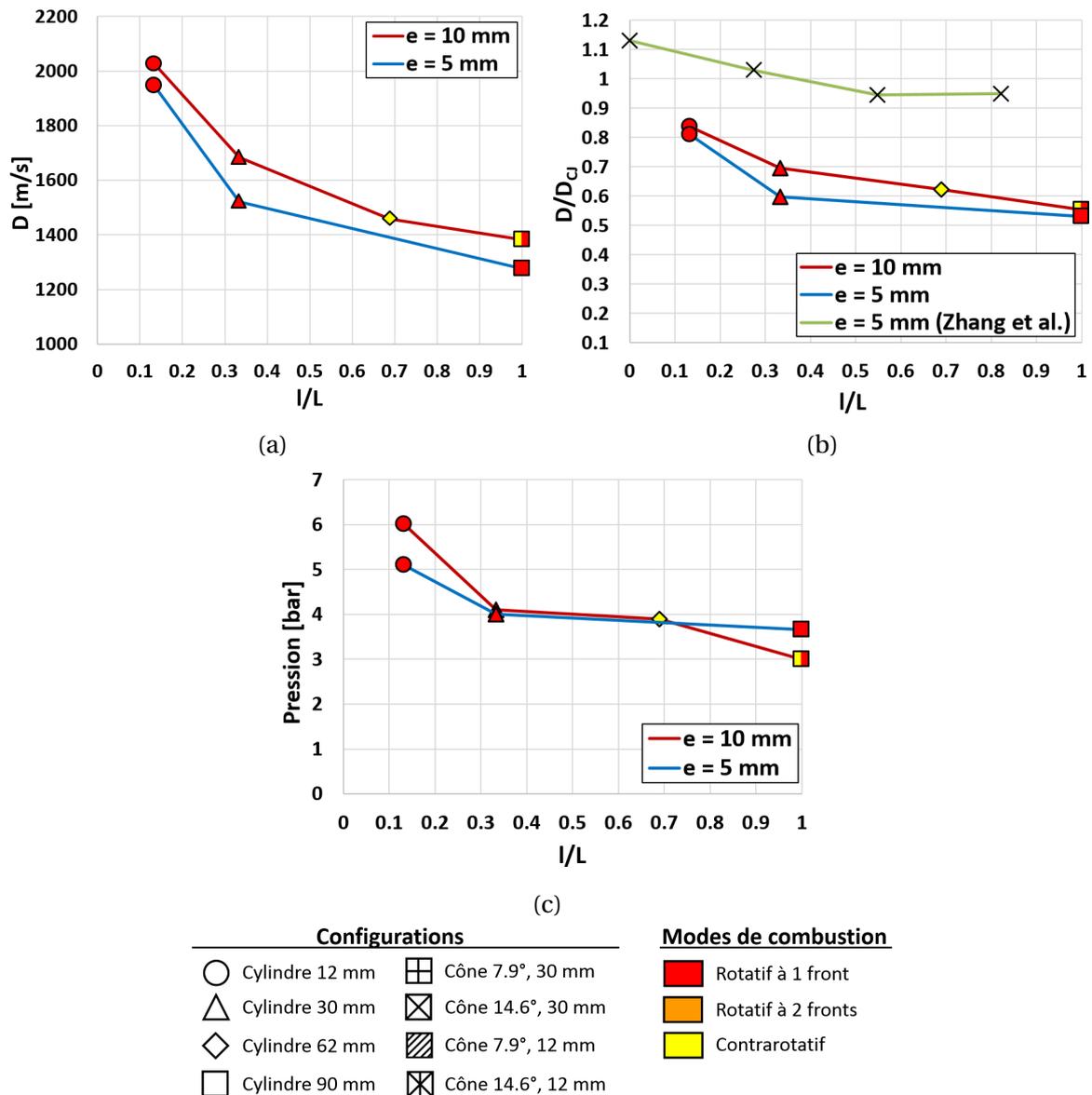


FIGURE 5.36 – (a) D , (b) D/D_{CJ} et (c) pressions pics moyennes en fonction du rapport l/L pour les configurations cylindriques. La courbe verte correspond aux résultats obtenus par Zhang et al. [124] ($L = 74$ mm, $\varnothing_i = 90$ mm et $\dot{m} \in [353, 372]$ g/s).

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'effet de la conicité du noyau, c'est-à-dire son demi-angle au sommet α , sur la propagation des régimes dans la chambre. Les Figures 5.37a, 5.37b et 5.37c représentent l'évolution des valeurs moyennes, pour chaque configuration, de D , D/D_{CJ} et de la pression pic dans la chambre en fonction du demi-angle au sommet α pour les deux valeurs de longueurs 30 et 12 mm et les deux épaisseurs considérées, soit 10 mm ($\varnothing_e = 70$ mm) et 5 mm ($\varnothing_e = 60$ mm). Nous avons noté qu'avec les noyaux coniques, seuls les régimes rotatifs ont été observés. En particulier, l'augmentation de α permet l'établissement d'un régime rotatif à deux fronts.

Ces figures mettent en évidence des évolutions de la célérité en fonction de α qui dépendent de la longueur du noyau. Pour $l = 30$ mm, la célérité augmente avec α et le régime observé est le rotatif à un front. Nous retrouvons la légère baisse de célérité avec la

diminution de l'épaisseur du canal annulaire. Pour $l = 12$ mm, l'établissement du régime rotatif à deux fronts s'accompagne d'une diminution importante de la célérité. La transition entre les régimes à un et deux fronts s'opère pour des valeurs de α différentes en fonction de l'épaisseur de chambre choisie, entre 0° et 7.9° pour $e = 10$ mm et entre 7.9° et 14.6° pour $e = 5$ mm. Les variations de pression avec α sont semblables à celle de la célérité. La Figure 5.37c montre également des niveaux de pression qui diminuent lors de l'établissement d'un régime rotatif à deux fronts. Cependant, il faut noter que la configuration conique a permis d'observer des fronts rotatifs avec une célérité de l'ordre de 90% de D_{CJ} et des pics de pression de 11 bar soit 30% de P_{CJ} .

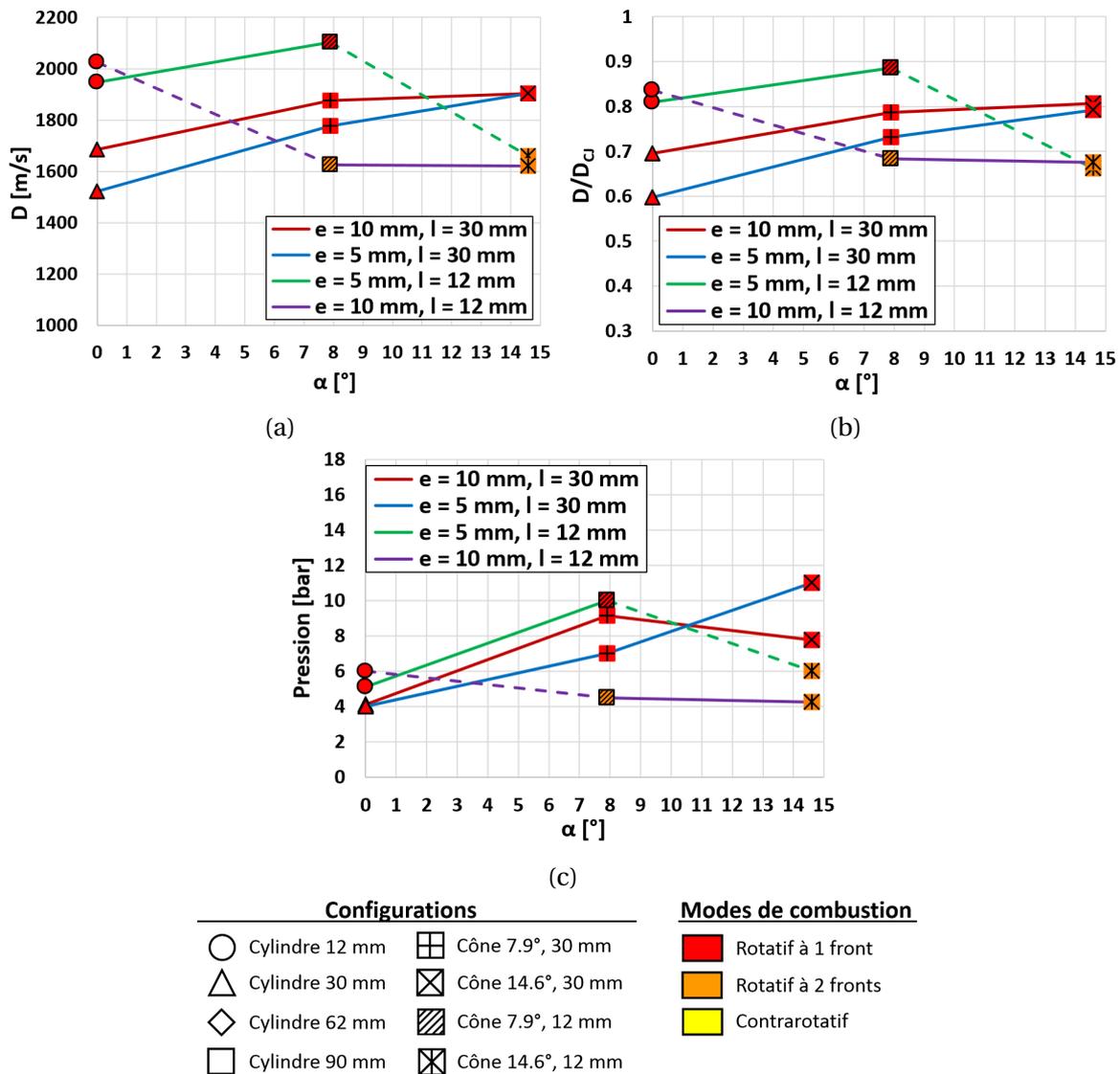


FIGURE 5.37 – (a) D , (b) D/D_{CJ} et (c) pressions pics moyennes en fonction du demi-angle au sommet α pour les noyaux avec $l = 12$ mm et $l = 30$ mm.

Il faut souligner que les caractéristiques de propagation des modes transitoires consécutifs à l'amorçage (Section 5.3.1) dépendent elles aussi de la géométrie interne de la chambre. Ainsi, nous notons que la célérité de propagation du régime rotatif à deux fronts

pendant la phase transitoire, environ 1588 m/s, est légèrement inférieure à celle observée pendant le régime établi pour les noyaux coniques, environ 1625 m/s, pour les mêmes épaisseurs de chambre. Cependant, la célérité de propagation du régime rotatif à deux fronts ne montre pas, contrairement à celle du régime rotatif à un front, une tendance à augmenter avec le demi-angle au sommet α du noyau.

Le Tableau 5.4 résume les différentes configurations et les résultats associés. L'analyse de celui-ci donne les géométries et les dimensions de chambre permettant l'établissement de régimes rotatifs stables caractérisés par leurs célérités et leurs pressions générées dans la chambre de combustion.

Noyau ($\varnothing_i = 50\text{mm}$)		Cylindre				Cône			
Longueur	l [mm]	90	62	30	12	30		12	
	l/L	1	0.69	0.33	0.13	0.33		0.13	
α [°]		0				7.9	14.6	7.9	14.6
D [m/s]	$e = 10\text{ mm}$	1382.8	1459	1684.7	2026.1	1875	1904.4	1625.5	1621.8
	$e = 5\text{ mm}$	1275.3	/	1521.9	1946.8	1776.5	1902.9	2104.6	1659.4
D/D _{CJ}	$e = 10\text{ mm}$	0.55	0.62	0.7	0.83	0.79	0.81	0.68	0.68
	$e = 5\text{ mm}$	0.53	/	0.6	0.81	0.73	0.79	0.89	0.66
Pression [bar]	$e = 10\text{ mm}$	3	4	4	7	8	8	4	6
	$e = 5\text{ mm}$	4	/	4	7	6	11	10	6
Régimes	$e = 10\text{ mm}$								
	$e = 5\text{ mm}$		/						

TABLEAU 5.4 – Valeurs moyennes des célérités D, du rapport D/D_{CJ}, des pressions pics et régimes de propagation observés dans la chambre pour les différentes configurations géométriques testées.

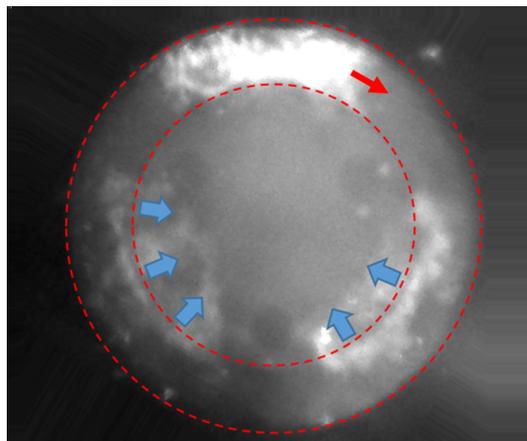


FIGURE 5.38 – Régime rotatif en vue arrière axiale avec l'expansion radiale (flèches bleues) des produits de détonation ($\dot{m}_{tot} = 68.0\text{ g/s}$, ER = 0.99, $\beta = 0$, $\varnothing_e = 70\text{ mm}$, noyau cylindrique $l = 12\text{ mm}$, test n° 314). Lumière directe avec caméra SA-Z, fréquence : 9.10^5 images/s, temps d'exposition : 250 ns et résolution spatiale : 4.4 pixels/mm.

Le point commun des modifications géométriques étudiées dans cette section est qu'elles augmentent le volume libre de la chambre confinant le front de détonation, ce qui permet aux gaz brûlés de s'expandre plus facilement. La Figure 5.38 montre une vue de l'espace annulaire avec un régime rotatif à un front se propageant dans le sens indirect, lors de son passage à la position 180° (flèche rouge). Nous pouvons ainsi distinguer l'expansion des produits au-dessus du noyau (flèches bleues) ce qui indique que le front de détonation reste localisé entre les parois. Notre interprétation physique est que l'éjection des produits de détonation est ainsi facilitée. Leur mélange avec les réactifs injectés et la dilution du mélange frais sont donc réduites et la dégradation des caractéristiques de propagation de la détonation amoindrie.

5.5 Analyse

Dans cette section, nous analysons les domaines dans lesquels nous avons observé les modes de combustion décrits précédemment. L'objectif est de pouvoir anticiper le mode de combustion selon les conditions initiales de mélange, de débit et de géométrie de chambre. Nous proposons également une explication aux déficits de célérité et de pression mesurés, fondée sur la dilution des gaz frais injectés par les gaz brûlés issus de la détonation précédente.

5.5.1 Domaines d'existence

Les Figures 5.39 représentent l'ensemble de nos résultats expérimentaux sous la forme du rapport entre l'épaisseur de la chambre annulaire e et une longueur chimique, en fonction du débit massique total \dot{m}_{tot} . Deux longueurs chimiques sont utilisées : la largeur moyenne λ des cellules de détonation CJ pour le mélange frais idéal (Figures 5.39a et 5.39b) et la longueur caractéristique ZND l_{cG} calculée avec le schéma de GriMech (Figures 5.39c et 5.39d), cf. Section 4.2.1. Les graphiques des colonnes de gauche et de droite regroupent les résultats pour les noyaux centraux cylindriques et coniques, respectivement.

Cette représentation met en évidence une limite entre le mode de combustion volumique et le régime rotatif. Ainsi, l'établissement des fronts de réaction rotatifs n'est observé que pour les valeurs de e/λ et e/l_{cG} supérieures à 5 et 200, respectivement. Cette limite supérieure pour les modes de combustion sans propagation de fronts de détonation est assez proche de celle définie par Bykovskii et al. [25] qui indiquaient que l'épaisseur minimale de la chambre annulaire est, pour les rapports e/λ , de $(2.7 \pm 1)\lambda$. Le régime rotatif est observé dans la quasi-totalité des configurations géométriques étudiées. Le régime rotatif à deux fronts n'est obtenu que dans la configuration conique et sur toute la gamme de débit étudiée. Nos résultats ne nous permettent pas de déduire un domaine de valeurs d'épaisseurs adimensionnées d'existence du régime contrarotatif. Ce régime semble être instable, il est présent dans les deux domaines d'existence du mode volumique et du régime rotatif. Cependant, il ne semble pas s'établir pour les valeurs de débits les plus élevées.

Pour rechercher cette limite, nous avons utilisé un débit adimensionné \dot{m}_{adim} correspondant au rapport entre les débits massiques surfaciques au travers de la chambre annulaire et des fronts de détonation CJ en supposant que tout est consommé par le ou les fronts, soit :

$$\dot{m}_{adim} = \frac{\dot{m}_{tot}}{\rho_{inj} D_{CJ} S_0} \quad (5.3)$$

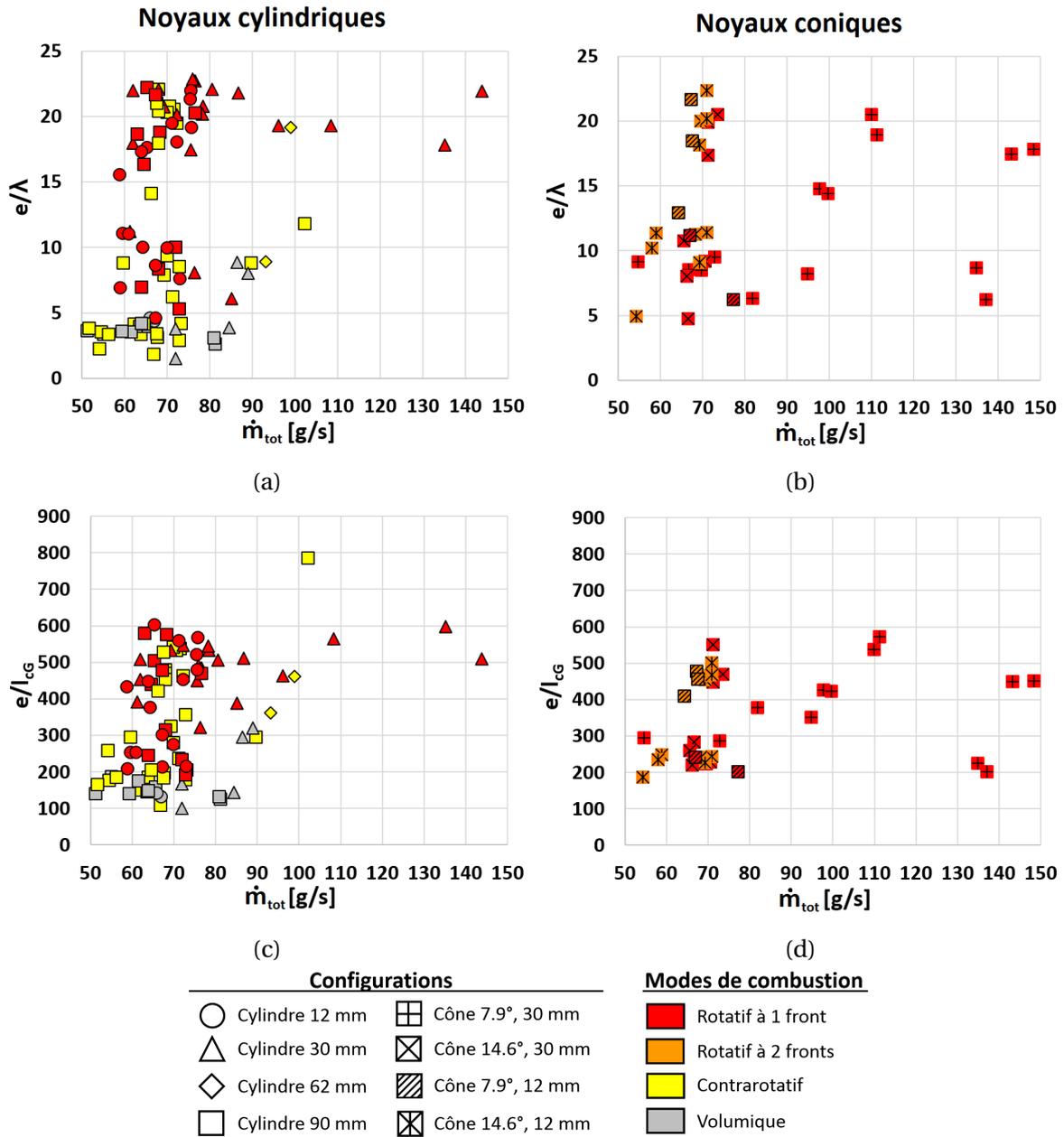
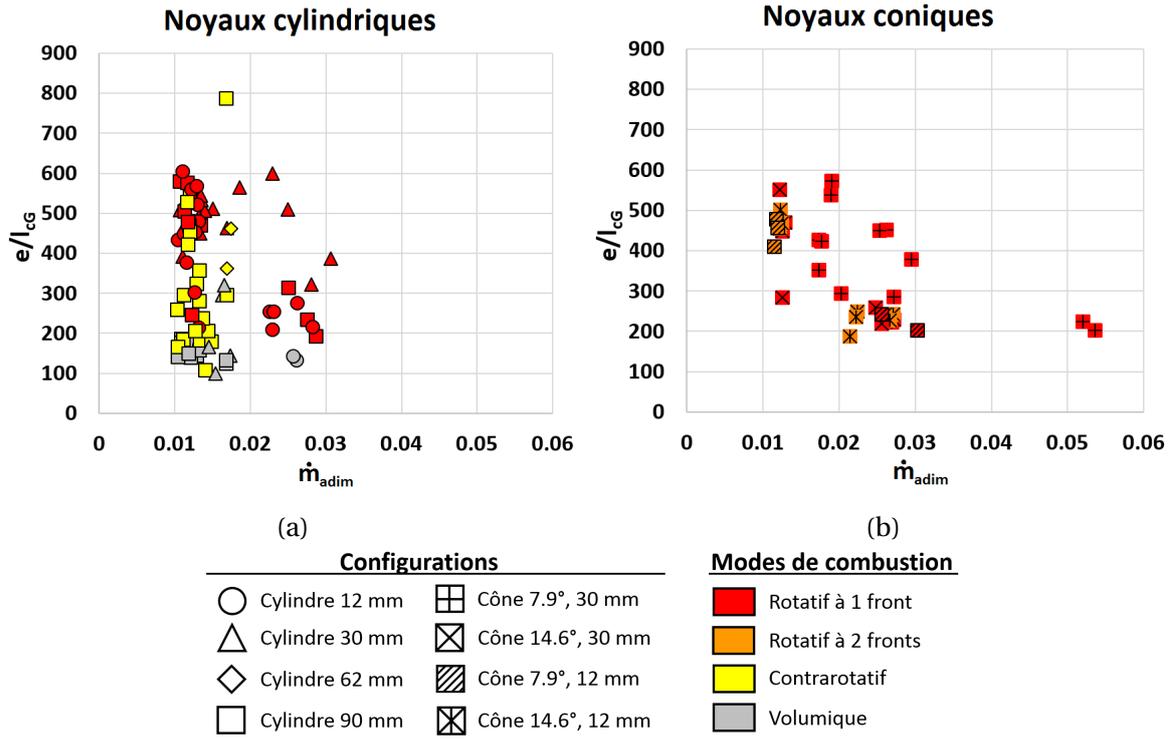


FIGURE 5.39 – Épaisseur de chambre e adimensionnée par une longueur chimique (λ pour a et b, l_{cG} pour c et d) en fonction du débit massique total \dot{m}_{tot} pour les noyaux cylindriques (colonne de gauche) et coniques (colonne de droite).

Les Figures 5.40a et 5.40b représentent les tests effectués avec le rapport e/l_{cG} en fonction de \dot{m}_{adim} , pour les noyaux cylindriques et coniques. Cette représentation semble dégager une limite supérieure de débit adimensionné d'existence du régime contrarotatif à environ 0.02. Au-delà de cette limite, seul le régime rotatif à un front est observé.


 FIGURE 5.40 – e/l_{cG} en fonction du rapport \dot{m}_{adim} pour les noyaux (a) cylindriques et (b) coniques.

Nous avons également utilisé une représentation de nos résultats dans les plans $(l^*/l_{cG}, e/l_{cG})$ et $(l^*/\lambda, e/\lambda)$ afin de vérifier l'existence des régimes de propagation observés dans les limites du domaine défini par Bykovskii et al. [25] en fonction de critères géométriques prenant en compte la courbure de la chambre en plus de son épaisseur ainsi que la distance séparant deux fronts rotatifs, soit :

$$\begin{cases} \varnothing_{min} = n(30 \pm 19)\lambda \Rightarrow l^* = (94 \pm 60)\lambda \\ e_{min} = (2.4 \pm 1)\lambda \end{cases}$$

où l^* est la distance séparant deux fronts rotatifs successifs dans la chambre annulaire tel que :

$$l^* = \frac{\pi \varnothing_e}{n} \quad (5.4)$$

Cette distance doit être suffisante afin de permettre aux produits de détonation de se détendre et également de laisser une quantité suffisante de mélange être injectée dans la chambre pour permettre l'alimentation des fronts suivants. Les Figures 5.41a et 5.41b représentent l'évolution de l^* en fonction de e , adimensionnée par λ et l_{cG} , respectivement, pour les régimes rotatifs à un et deux fronts. Les régimes rotatifs observés sont alors bien dans les limites du domaine défini par Bykovskii et al. [25], c'est-à-dire dans notre cas $e/\lambda > 5$ et $l^*/\lambda > 100$ (soit $e/l_{cG} > 190$ et $l^*/l_{cG} > 3500$).

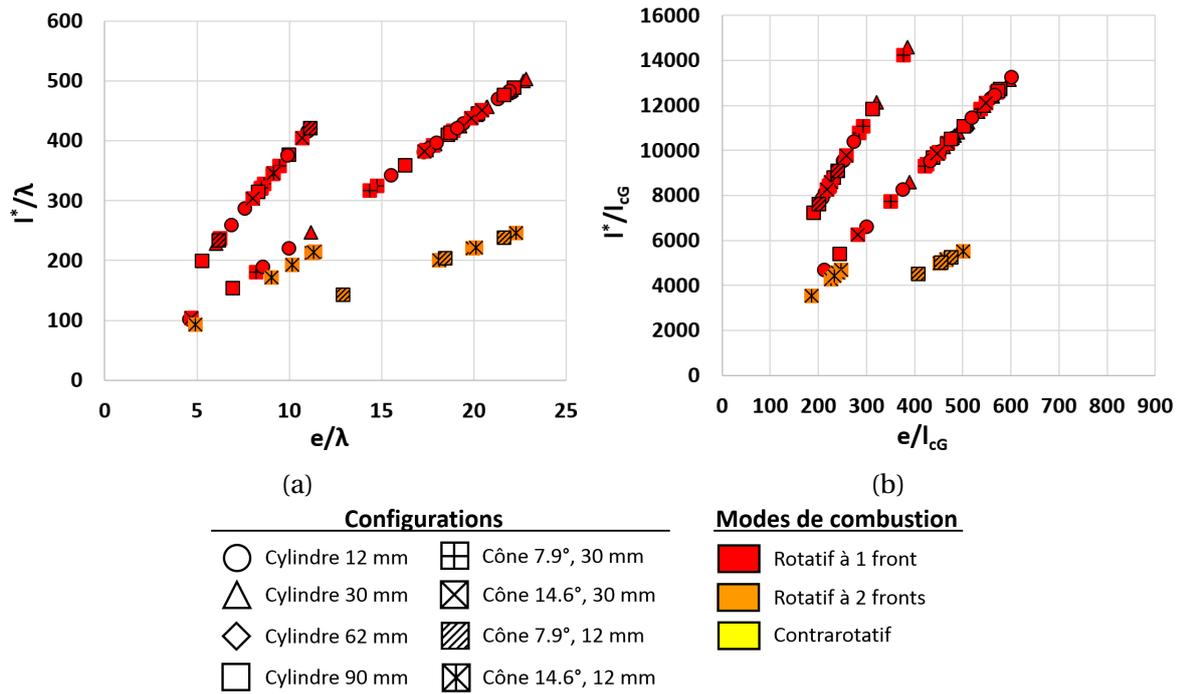


FIGURE 5.41 – l^* en fonction e adimensionnées par une longueur chimique, (a) λ et (b) l_{CG} .

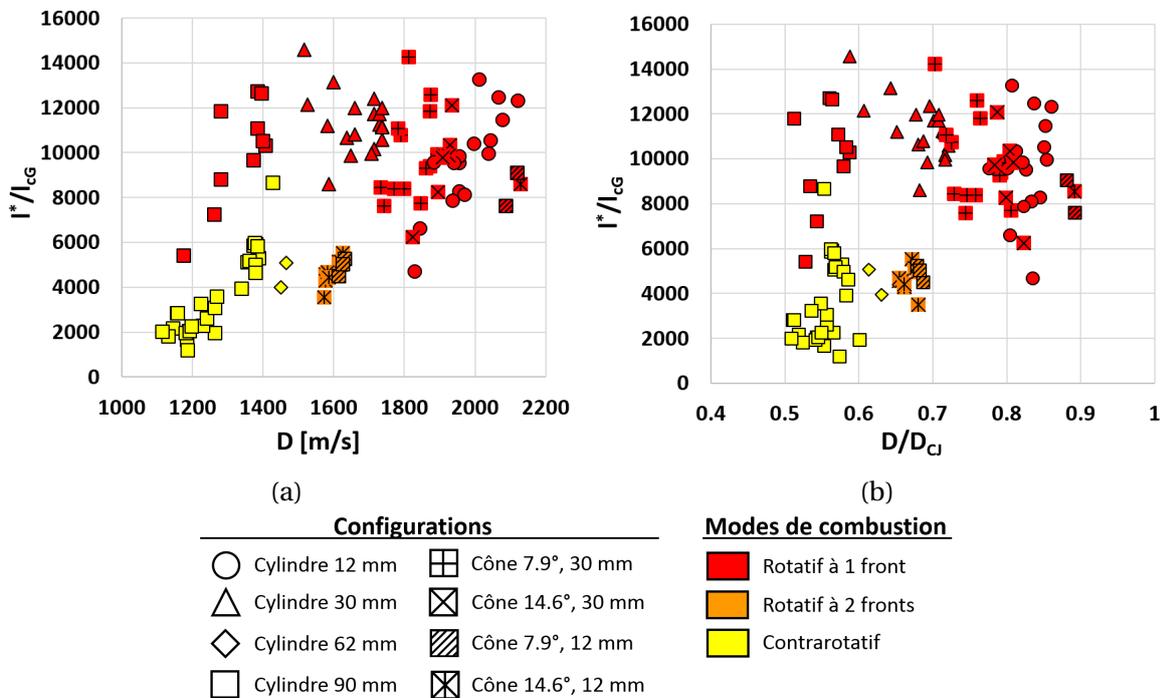


FIGURE 5.42 – l^*/l_{CG} en fonction (a) de la célérité D ou (b) du rapport D/D_{cJ} .

Les Figures 5.42a et 5.42b représentent l'évolution de l^*/l_{cG} , respectivement, en fonction de la célérité de propagation D et du rapport D/D_{CJ} pour les régimes contrarotatifs et rotatifs à un et deux fronts. Dans ce plan, les domaines associés aux différents régimes sont bien distincts et l'on remarque qu'il existe une limite entre les régimes rotatifs à un et deux fronts située autour de $l^*/l_{cG} = 6000$. De même, le régime contrarotatif possède une limite haute avec le régime rotatif à un front autour de $l^*/l_{cG} \approx 6000$ pour le noyau cylindrique de 90 mm de long. De plus, pour cette configuration, les gammes de célérité et de déficits de célérité obtenues sont les mêmes.

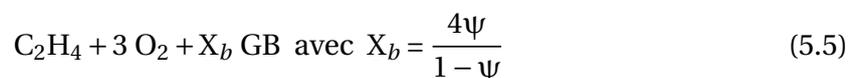
5.5.2 Effets de la dilution par les produits de détonation et de la richesse

Les résultats de tests obtenus avec les 15 configurations géométriques nous ont permis d'obtenir une large gamme de propriétés des fronts réactifs, entre 1300 m/s et 2100 m/s (soit entre 53% et 90% de D_{CJ}) pour les célérités, et entre 3 bar et 11 bar (soit entre 10% et 35% de P_{CJ}) pour les pressions pics. Ces valeurs restent inférieures aux valeurs théoriques données par le modèle CJ pour le mélange supposé homogène frais aux CAPT. L'analyse des résultats montre que les configurations les plus efficaces sont celles pour lesquelles l'expansion des produits de détonation est la plus rapide et, par conséquent, l'interaction gaz frais/gaz brûlés est minimisée. Dans ce qui suit, nous estimons l'effet de la dilution du mélange par les gaz brûlés sur les propriétés de détonation et en particulier sur les déficits de célérité et de pression.

Propriétés du mélange frais dilué par les produits de détonation

Au cours de l'injection dans la chambre annulaire, le mélange frais entre en contact avec les gaz brûlés issus de la détonation. Cette interaction provoque une dilution de la couche fraîche par ces produits chauds. La couche de mélange subit alors une augmentation de température, donc une diminution de sa masse volumique, et par conséquent une diminution de la célérité et de la pression de la détonation CJ qui se propage dans cette couche.

Nous avons d'abord calculé les propriétés CJ d'un mélange stœchiométrique d'éthylène et d'oxygène dilué par une fraction molaire de gaz brûlés, notée $\psi = \frac{X_b}{X_f + X_b}$, avec X_f et X_b respectivement les nombres de moles de gaz frais et brûlés dans le mélange. Les calculs ont été réalisés avec le code thermochimique Cantera [51], avec le schéma de cinétique de GriMech 3.0 [101]. Nous partons tout d'abord du point CJ du mélange frais $C_2H_4 + 3 O_2$ aux CAPT. Les produits de détonation (GB) obtenus sont ensuite détendus isentropiquement jusqu'à la pression atmosphérique, puis X_b mol de ces derniers sont alors remélangés aux gaz frais à 300 K, tel que :



Le processus est alors réitéré avec les nouveaux produits de détonation jusqu'à convergence des propriétés CJ et de la composition des gaz, notées alors par P'_{CJ} et D'_{CJ} . Pour un mélange stœchiométrique, le rapport molaire maximal d'azote permettant une combustion de l'éthylène est de 0.87 (Fig. 5.43). Nous supposons alors que cette valeur limite est la même en remplaçant l'azote par des produits de détonation, ce qui nous donne une valeur maximale de ψ égale à 0.87.

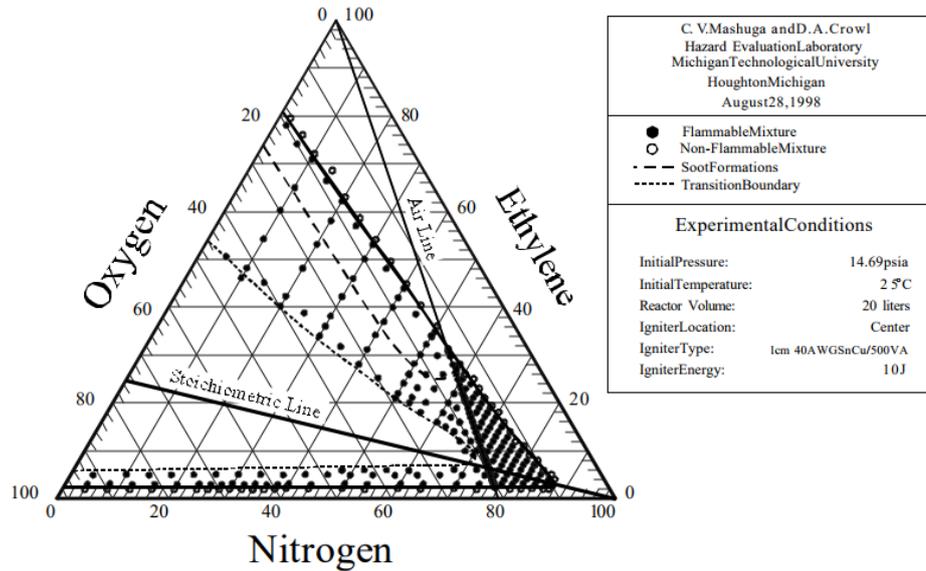


FIGURE 5.43 – Diagramme d'inflammabilité pour un mélange d'éthylène, d'oxygène et d'azote (Mashuga et Crowl [75]).

La Figure 5.44 donne l'évolution de la pression P'_{CJ} et de la célérité D'_{CJ} dans un mélange éthylène/oxygène dilué avec une fraction molaire ψ de produits de détonation chauds et rapportées à la pression P_{CJ} et à la célérité D_{CJ} du mélange stœchiométrique non dilué aux CAPT.

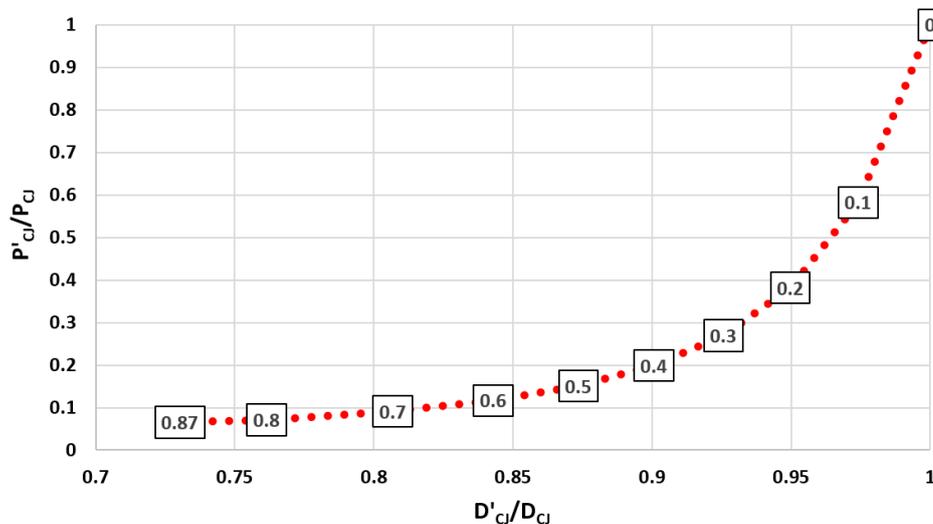


FIGURE 5.44 – Rapport de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} dans un mélange stœchiométrique éthylène/oxygène dilué avec une fraction molaire ψ de produits de détonation chauds par rapport à un mélange non dilué aux CAPT.

L'augmentation du taux de dilution par les produits de détonation entraîne une diminution des propriétés de propagation. Il est intéressant de noter que la pression CJ est beaucoup plus sensible que la célérité CJ à la dilution. Ainsi, pour $\psi = 0.5$, le front se propage à 87% de D_{CJ} , mais avec seulement 15% de P_{CJ} . Nous expliquons ceci par le fait que la pression CJ est proportionnelle à la masse volumique du mélange initial, laquelle diminue fortement avec l'augmentation de la température, alors que la célérité CJ est quant à elle proportionnelle à la racine carrée de la chaleur spécifique de réaction q du mélange.

La Figure 5.45 montre les rapports de pression et de célérité obtenus avec le code Cantera [51] pour une détonation se propageant dans un mélange stœchiométrique dilué par des fractions molaires ψ de produits de détonation à une température initiale T_{ini} fixée, par rapport à un mélange stœchiométrique non dilué à 300 K initialement. La température du mélange avant détonation est alors imposée pour chaque taux de dilution. Il s'agit de distinguer l'effet de la température initiale du mélange de celui de la dilution ψ . La courbe en traits pointillés rouges reprend les rapports des mélanges éthylène/oxygène dilués avec une fraction molaire ψ de produits de détonation chauds et rapportés à la pression P_{CJ} et à la célérité D_{CJ} d'un mélange stœchiométrique non dilué aux CAPT de la Figure 5.44. Les rapports sous cette courbe correspondent aux cas où le mélange dilué a subi une hausse de température après son mélange avec les produits de détonation. Ceux au-dessus de la courbe correspondent aux cas où le mélange a été refroidi. Cependant, le mélange peut atteindre des températures allant jusqu'à environ 2500 K pour les dilutions les plus élevées. Dans ces conditions, le mélange éthylène/oxygène ne peut pas exister, car sa température d'auto-inflammation est dépassée. Néanmoins, nous considérons que l'auto-inflammation n'a pas le temps de se produire en raison du faible délai entre le mélange des gaz frais et des produits chauds et leur détonation (de l'ordre de 150 μ s).

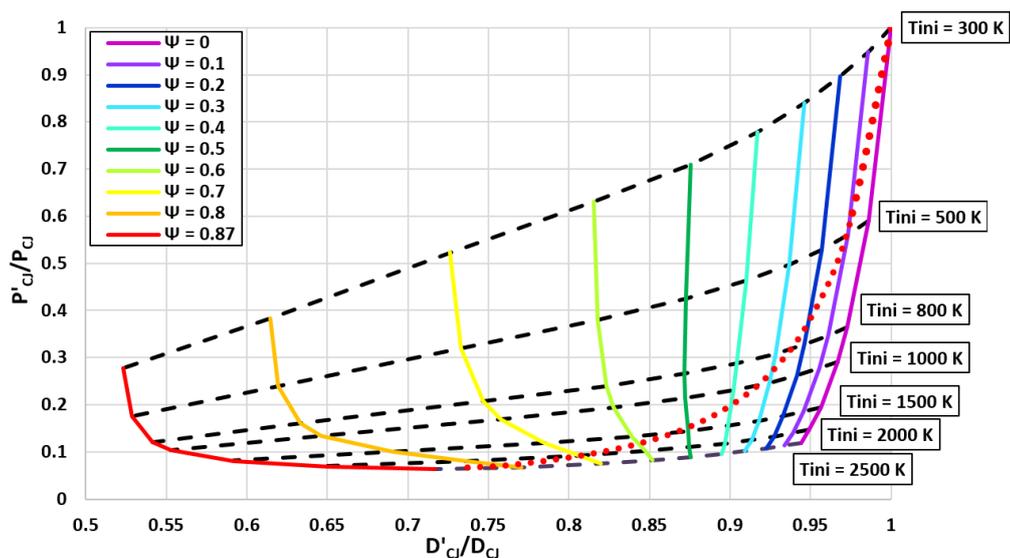


FIGURE 5.45 – Rapport de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} d'une détonation du mélange $C_2H_4 + 3 O_2$ pour différentes dilutions molaires par des gaz brûlés ψ et différentes températures initiales T_{ini} à la pression atmosphérique.

Pour la pression CJ, elle diminue avec l'augmentation de ψ et de la température initiale. Cependant, il est intéressant de noter que cette diminution est de plus en plus faible lorsque ces paramètres augmentent. L'augmentation de ψ de 0 à 0.87 entraîne une diminution de 61% de P_{CJ} pour $T_{ini} = 300$ K et de 6% pour $T_{ini} = 2500$ K. Quant à l'effet de la température initiale, une augmentation de 2200 K entraîne une chute de 88% de P_{CJ} pour $\psi = 0$ et de seulement 22% pour $\psi = 0.87$.

En ce qui concerne la célérité CJ, celle-ci baisse avec l'augmentation de ψ . Cependant, comme pour la pression CJ, sa diminution est de plus en plus faible lorsque ce paramètre augmente. Ainsi, le passage de ψ de 0 à 0.87 entraîne une baisse de 48% de D_{CJ} pour $T_{ini} = 300$ K et de 23% pour $T_{ini} = 2500$ K. En revanche, l'effet de la température initiale va dépendre du taux de dilution. Ainsi, D_{CJ} diminue avec T_{ini} pour ψ entre 0 et environ 0.5 pour ensuite augmenter avec T_{ini} avec des valeurs supérieures à environ 0.5. Cette augmentation est importante à haute dilution, de l'ordre de 20%. Les effets de la dilution une fraction molaire ψ de produits de détonation et de la température initiale T_{ini} sur les propriétés CJ des fronts de détonation sont alors susceptibles d'occasionner des pertes de pression et de célérité sur les fronts de détonation non négligeables, allant jusqu'à 94% de P_{CJ} et 48% de D_{CJ} pour $\psi = 0.87$.

Comparaison avec les résultats expérimentaux

La Figure 5.46 compare nos résultats expérimentaux aux rapports de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} dans un mélange éthylène/oxygène stœchiométrique dilué avec une fraction molaire ψ de produits de détonation chauds issus de la Figure 5.45. Les points expérimentaux correspondent aux valeurs moyennes pour 3 à environ 10 tests pour chaque configuration.

On observe ainsi que les rapports mesurés, au cours de nos tests, suivent une tendance similaire à ceux calculés pour le mélange dilué par les produits de détonation. Nous observons que les niveaux de pression mesurés sont plus importants alors que les célérités sont plus faibles. Pour chaque cas étudié, il n'existe donc aucune valeur de dilution restituant à la fois le rapport de pression et celui de célérité pour nos résultats dans le cas d'un mélange homogène entre gaz frais et brûlés. Les rapports mesurés pour l'ensemble de nos résultats correspondent à des valeurs de ψ entre 0.45 et 0.87 et des températures initiales entre 500 K et 1100 K. Le mélange consommé par les fronts de détonation dans notre chambre est ainsi plus froid que le mélange stœchiométrique gaz frais/brûlés. Les configurations géométriques les moins performantes, soit les noyaux cylindriques de 90 mm de longueur, possèdent des rapports de pression et de célérité correspondant à un taux de dilution de 0.87, soit la dilution maximale pour le mélange éthylène/oxygène stœchiométrique. L'amélioration des propriétés de propagation du régime rotatif à un front correspond à une diminution du taux de dilution ψ jusqu'à environ 0.45 pour la configuration la plus performante du point de vue de la détonation, soit celle du noyau conique de 12 mm longueur, d'angle $\alpha = 7.9^\circ$ et d'espacement initial $e = 5$ mm.

Le décalage entre les rapports mesurés et ceux calculés pour le mélange dilué par les produits de détonation peut s'expliquer par l'effet de la température du mélange avant détonation. En effet, les parois métalliques de la chambre sont plus froides que les produits de détonation, la température de ces derniers peut alors diminuer, ce qui abaissera alors celle du mélange consommé par le front réactif. La présence d'ondes de détente lors de l'injection des composants du mélange peut également en être la cause. Ce changement de température sans variation de composition du mélange entraîne alors une augmentation du rapport de pression et une augmentation de celui de célérité pour les dilutions inférieures à 0.50 et l'effet inverse pour les dilutions supérieures à 0.50. Cependant, la baisse de température nécessaire pour expliquer les rapports des configurations les moins favorables est d'au moins 1500 K. Une telle diminution de température pendant le délai nécessaire à la détonation pour consommer la couche de mélange (environ 150 μ s) semble peu probable, ce qui implique qu'un autre facteur que la température du mélange intervient dans les rapports mesurés.

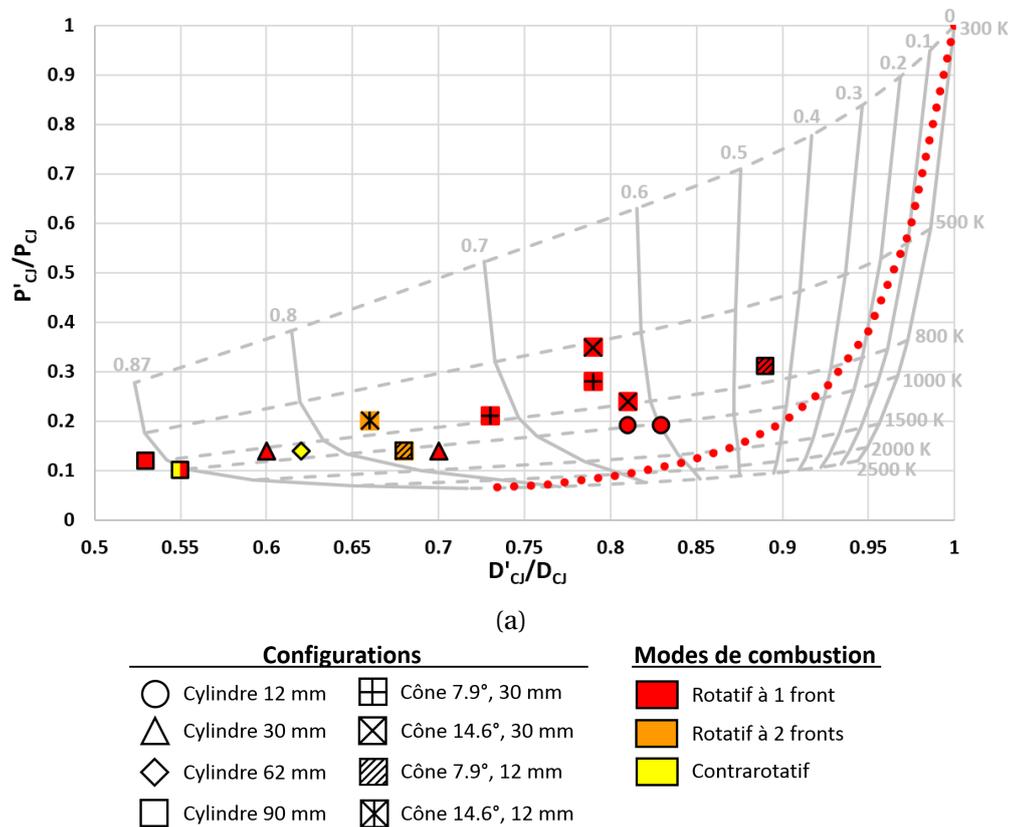
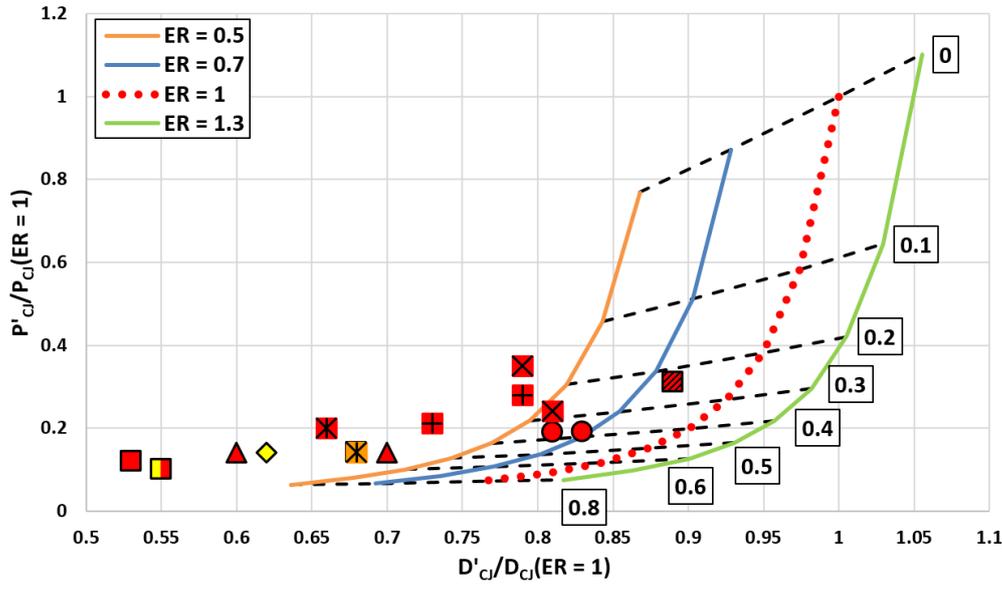


FIGURE 5.46 – Rapports de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} pour un mélange stœchiométrique éthylène/oxygène dilué avec une fraction molaire ψ de produits de détonation chauds (pointillés rouges) par rapport à un mélange non dilué aux CAPT et pour les résultats expérimentaux des différentes configurations testées. La grille issue de la Figure 5.45 est tracée en gris

La Figure 5.47 compare nos résultats expérimentaux (Tableau 5.4) aux rapports de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} dans un mélange éthylène/oxygène, avec différentes valeurs de richesse ER, dilué avec une fraction molaire ψ de produits de

détonation chauds. La courbe en pointillés rouges représente le cas d'un mélange injecté stœchiométrique.



(a)

Configurations		Modes de combustion
○ Cylindre 12 mm	⊕ Cône 7.9°, 30 mm	■ Rotatif à 1 front
△ Cylindre 30 mm	⊗ Cône 14.6°, 30 mm	▨ Rotatif à 2 fronts
◇ Cylindre 62 mm	⊘ Cône 7.9°, 12 mm	■ Contrarotatif
□ Cylindre 90 mm	⊗ Cône 14.6°, 12 mm	

FIGURE 5.47 – Rapport de pression P'_{CJ}/P_{CJ} en fonction de celui de célérité D'_{CJ}/D_{CJ} dans un mélange stœchiométrique éthylène/oxygène avec différentes richesses ER et dilué avec une fraction molaire ψ de produits de détonation chauds rapportés à un mélange stœchiométrique non dilué aux CAPT et pour les résultats expérimentaux des différentes configurations testées.

Nous observons la diminution, avec celle de la richesse, de la pression et de la célérité rapportées à la pression P_{CJ} et à la célérité D_{CJ} d'un mélange stœchiométrique non dilué aux CAPT. Notre étude paramétrique (Section 5.4.1) a montré que la richesse globale du mélange n'a que peu d'influence sur les déficits mesurés et, de fait, la majorité de nos tests a été réalisée avec une richesse moyenne proche de la stœchiométrie. Cependant, nos valeurs de rapport mesurées pour les configurations les plus favorables peuvent s'expliquer par une richesse réelle du mélange plus faible que la richesse moyenne injectée (inférieure à environ 0.7). Néanmoins, les célérités et les pressions pics des configurations les moins favorables ne peuvent pas entièrement être expliquées par la diminution de richesse associée à la dilution par les produits de détonation. Cependant, le refroidissement du mélange avant détonation peut également jouer un rôle combiné avec cette baisse de richesse.

Nous concluons ainsi que la dilution du mélange frais par des produits de détonation chauds semble être une des causes principales des déficits de pression et de célérité mesurés par rapport à un mélange aux CAPT. Nous soulignons que cette conclusion est conforme aux observations déduites par Thomas Gaillard [49], à l'ONERA, de ses simulations numériques. Par ailleurs, pour nos conditions de fonctionnement, les différences avec les valeurs calculées pour un mélange dilué par des produits de détonation peuvent s'expliquer par les effets combinés de baisse de la température du mélange nouvellement formé et de richesse réelle plus faible que celle globalement injectée dans le dispositif. Le premier effet peut être causé par la présence de détentes à l'injection et/ou par un refroidissement du mélange par échange thermique avec les parois de la chambre. Le second peut être causé par une mauvaise injection ou par la combustion de carburant en dehors des fronts de détonation, lors du mélange entre les gaz frais et les produits de détonation, à leur interface par exemple.

5.6 Synthèse et perspectives

La caractérisation de la phase d'amorçage (Section 5.1), nous a permis de nous assurer que celle-ci est suffisamment courte pour ne pas influencer sur le fonctionnement établi du RDE pour nos durées de test. Nous avons ainsi identifié 3 modes de combustion (Section 5.2) : les régimes rotatifs à un ou deux fronts, le régime contrarotatif à deux fronts et le mode volumique. Au cours de certains tests, nous avons observé deux modes d'instabilité des régimes de propagation (Section 5.3) : les transitions de régimes et les instabilités avec modulation de pression. Pour ces dernières, l'injection semble jouer un rôle déterminant dans leur apparition. L'étude paramétrique (Section 5.4) réalisée pour différentes gammes de détonabilité du mélange utilisé, de débit massique total et de géométrie interne de la chambre nous a permis d'aboutir aux observations suivantes :

- la modification de la géométrie interne de la chambre permet d'améliorer notablement les caractéristiques de propagation du régime rotatif à un front. Pour ce régime, les célérités et les pressions pics augmentent alors avec :
 - la diminution de la longueur du noyau l ,
 - l'augmentation du demi-angle au sommet du noyau α ,
 - l'augmentation de l'épaisseur de la chambre e (ou l'augmentation de diamètre extérieur \varnothing_e).

Cependant, pour les noyaux les plus courts ($l = 12$ mm), au-delà de certaines valeurs de α (entre 0° et 7.9° pour $e = 10$ mm et entre 7.9° et 14.6° pour $e = 5$ mm) seul le régime rotatif à deux fronts est observé avec des célérités de propagation de l'ordre de 70% de D_{CJ} . Ces dernières sont alors inférieures à celles obtenues pour le régime rotatif à un front avec $l = 12$ mm. Nous avons ainsi identifié une configuration de géométrie interne optimale (noyau conique avec $\alpha = 7.9^\circ$, $l = 12$ mm et $e = 5$ mm) qui nous permet de maintenir un front de détonation rotatif se propageant à 2100 m/s (soit 90% de D_{CJ} associée aux CAPT) avec des niveaux de pression maximaux de 10 à 11 bar (soit 30% de P_{CJ} associée aux CAPT).

- la détonabilité du mélange ainsi que son débit massique total n'ont pas d'effet notable sur les caractéristiques de propagation (célérités et pressions) des régimes de détonation observés pour nos conditions de fonctionnement,

En analysant les domaines d'existence des modes de combustion observés dans la chambre (Section 5.5), nous avons mis en évidence la présence de limites pour certains d'entre eux :

- $e/\lambda = 5$: limite inférieure pour les régimes rotatifs à un ou deux fronts,
- $\dot{m}_{adim} = \dot{m}_{tot}/(\rho_{inj}D_{CJ}S_0) \approx 0.02$: limite supérieure de débit massique adimensionné pour le régime contrarotatif.

Enfin, nous avons proposé une explication pour les déficits de célérité et de pression mesurés dans notre chambre fondée essentiellement sur la dilution du mélange frais par les produits de détonation et le refroidissement du nouveau mélange. Les déficits mesurés pour l'ensemble de nos résultats correspondraient alors à ceux obtenus pour des mélanges initiaux effectifs de dilution molaire par les produits de détonation ψ entre 0.45 et 0.87 et de température initiale comprise entre 500 K et 1100 K. Cependant, une surestimation de la richesse réelle du mélange peut également causer ces déficits.

Le banc expérimental développé dans le cadre de ce travail de recherche offre de nombreuses perspectives d'études :

- Améliorer la mesure de poussée en augmentant la rigidité du banc expérimental et en effectuant une étude fréquentielle de ce dernier,
- Déterminer la limite entre les régimes rotatifs et le mode volumique pour toutes les configurations et en particulier les noyaux cylindriques courts et les noyaux coniques,
- Tester des noyaux coniques avec des longueurs supérieures à 30 mm,
- Étudier l'effet de l'arrêt de l'injection de carburant en court de fonctionnement, pendant un court intervalle de temps, afin d'observer l'impact de variations du débit et de la richesse sur la stabilité des régimes de propagation,
- Modifier l'épaisseur de la surface d'injection de carburant pour augmenter la vitesse d'injection de ce dernier afin d'étudier son impact sur les déficits mesurés,
- Déplacer l'injection de carburant au niveau de la paroi extérieure afin de pouvoir tester des longueurs de noyau central inférieures à 12 mm, et en particulier les chambres creuses, et également des valeurs de α supérieures à 15° . D'après nos résultats, de telles configurations devraient conduire à des célérités plus importantes pour le régime rotatif à deux fronts voire à une augmentation de leur nombre,
- Préciser expérimentalement le profil de la couche de mélange en utilisant des visualisations par le côté de la chambre ou grâce à des sondes à ionisation comme celles utilisées par Frolov et al. [45].

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

Afin d'augmenter les rendements thermodynamiques des turbines à gaz existantes, et limiter ainsi leur consommation en carburant, il est envisagé de remplacer la combustion isobare, mode le plus répandu actuellement dans les turboréacteurs et les turbopropulseurs, par des modes de combustion avec gain de pression (PGC, Pressure-Gain Combustion), qui présentent de plus grandes efficacités thermiques. L'un est la combustion à volume constant et l'autre, objet de cette étude, est la combustion par détonation. L'utilisation de ce dernier permettrait d'augmenter jusqu'à 15% le rendement thermodynamique des systèmes à combustion isobare [53]. Selon Paxson [85], une augmentation de seulement 1% du rendement des turbines à gaz aux USA (soit 13% de la consommation d'énergie du pays), équivaldrait à une augmentation de 33% de leur parc photovoltaïque. Plusieurs dispositifs utilisant la détonation ont été étudiés depuis la décennie 1940, dont le moteur à détonation rotative (RDE, Rotating Detonation Engine). Le principe de ce dernier est la propagation continue en rotation d'une ou plusieurs ondes de détonation dans une chambre annulaire. L'injection continue des gaz frais par le fond de la chambre permet de renouveler la couche réactive après le passage de chaque front réactif. Selon la direction de l'expansion des produits de détonation, on distingue trois catégories de RDE :

- les RDE axiaux pour lesquels l'expansion des gaz brûlés est axiale,
- les RDE radiaux pour lesquels l'expansion des gaz brûlés est radiale. On distingue alors les versions centrifuges, où les gaz s'expandent de l'intérieur vers l'extérieur, et centripètes, où ils s'expandent dans l'autre sens,
- les RDE semi-confinés pour lesquels l'expansion des gaz brûlés a deux composantes, l'une axiale et l'autre radiale. On distingue les versions centrifuges et centripètes selon la direction de la composante radiale.

Cette thèse a été consacrée à la mise en place et à l'étude d'une chambre annulaire à détonation rotative de type RDE axial. La contribution principale de ce travail est l'utilisation d'une chambre de combustion avec plusieurs géométries internes dont certaines ont permis une amélioration significative des célérités et des pressions des fronts de détonation en rotation dans la chambre. Trois caractéristiques géométriques ont été testées :

la longueur du noyau central, sa conicité et l'épaisseur de la chambre. D'autre part, une étude numérique a été réalisée afin de qualifier les cycles thermodynamiques idéaux et non-idéaux d'un RDE, ainsi que les hauteurs de mélange dans la chambre en fonction de la géométrie et des régimes de propagation.

Nous avons conçu un banc expérimental dont l'élément principal est une chambre annulaire de diamètre intérieur 50 mm, de longueur 90 mm et d'épaisseur 5 ou 10 mm. Cette chambre peut être équipée de parois intérieures (noyaux) cylindrique ou conique, de longueurs comprises entre 12 mm et 90 mm et, pour les cônes, de demi-angles au sommet compris entre 0° et 14.6° . Elle est alimentée par des injections séparées de carburant, l'éthylène, et d'oxydant, formé ici par un mélange d'oxygène et d'azote. Plusieurs concentrations en azote ont été considérées de manière à tester différentes détonabilités de mélange. Cette détonabilité a été définie par les largeurs estimées de cellules de détonation de chaque mélange frais aux CAPT, soit un nombre de cellules entre 1 et 23, sur l'épaisseur initiale de la chambre. Les moyennes des débits massiques totaux et des richesses injectés sont comprises entre 50 et 150 g/s et 0.7 et 1.5, respectivement. L'étude des caractéristiques des régimes de détonation (célérité, pression,...) a été réalisée en analysant des signaux de capteurs de pression dynamiques et des visualisations par caméras ultrarapides.

Dans ces conditions, l'utilisation de ce banc expérimental nous a permis d'observer quatre modes de combustion établis pendant des durées de 200 à 600 ms :

- le régime à un front rotatif,
- le régime à deux fronts rotatifs de même sens de propagation,
- le régime à deux fronts contrarotatifs, pour lequel deux ondes de détonation se propagent, chacune dans un sens opposé à l'autre,
- le mode volumique, pour lequel une combustion est bien réalisée dans la chambre mais sans formation et, donc, sans rotation de front de détonation.

Notre étude paramétrique, réalisée pour plusieurs détonabilités, débits massiques et géométries internes de la chambre nous a permis de mettre en évidence que la détonabilité et le débit massique total du mélange n'ont pas d'effet notable sur les caractéristiques de propagation (célérités et niveaux de pression) des régimes de détonation, dans nos conditions de fonctionnement. En revanche, la géométrie interne de la chambre joue un rôle majeur dans l'amélioration de ces caractéristiques. La diminution de la longueur du noyau l et l'augmentation de sa conicité (de son demi-angle au sommet α) ont ainsi permis une augmentation de la célérité et de la pression du régime rotatif à un front, jusqu'à respectivement 2100 m/s, soit 90% de D_{CJ} , et 10-11 bar, soit 30% de P_{CJ} par rapport à celles des mélanges frais aux CAPT. Cependant, cette amélioration a trouvé ici ses limites : au-delà de certaines valeurs de longueur l et de demi-angle α , on passe d'un régime de détonation à un front à un régime de détonation à deux fronts. Cette transition est accom-

pagnée d'une diminution de célérité et de pression, et les paramètres géométriques de la chambre n'ont alors pas ou peu d'impact sur la célérité et la pression des deux fronts rotatifs. Deux modes d'instabilité des régimes de propagation ont également été identifiés. Ce sont des transitions de régimes et des instabilités avec modulation de pression dont l'apparition semble être liée à la richesse du mélange ainsi qu'à des perturbations dans les plenums de carburant et/ou d'oxydant.

Nous avons proposé une explication aux déficits mesurés de célérité et de pression, fondée sur la dégradation des propriétés CJ des réactifs résultant de leur dilution et de leur réchauffement par des produits de détonation chauds. En effet, le mélange frais injecté dans la chambre est en contact direct avec les gaz brûlés issus des fronts de détonation rotatifs. Les calculs ont été réalisés à l'aide du code de calcul thermochimique Cantera [51] pour plusieurs dilutions, températures et richesses initiales de mélange des réactifs et des produits de détonation. La dilution du mélange frais par les produits de détonation permet ainsi de retrouver les déficits mesurés au cours de nos tests, sous réserve de considérer des températures de mélanges plus faibles que les valeurs de mélanges idéaux thermodynamiques. Ces déficits correspondent alors à ceux obtenus pour des mélanges initiaux effectifs avec des valeurs de fraction molaire de produits de détonation entre 0.45 et 0.87 et des températures initiales entre 500 K et 1100 K. Cependant, une surestimation de la richesse globale injectée dans la chambre peut également jouer un rôle dans les déficits observés.

Nous avons qualifié le rendement réel d'un RDE au moyen d'un modèle 0D. Ce dernier prend en compte le cycle thermodynamique idéal de Fickett-Jacobs utilisé habituellement pour calculer le rendement des moteurs utilisant la détonation comme mode de combustion. Nous avons proposé deux cycles non-idéaux afin d'étudier l'effet du passage des produits de détonation au travers du choc induit et du mélange frais au travers d'une combustion par déflagration avant la détonation, sur l'efficacité du RDE. Nous avons trouvé que ces cycles peuvent diminuer le rendement total jusqu'à environ 20%, sans pour autant limiter son avantage par rapport à des moteurs utilisant la combustion isobare. Une méthode simplifiée de calcul des hauteurs des fronts de détonation a également été décrite pour les régimes et géométries de chambre considérés dans cette thèse.

Notre étude paramétrique pourrait être complétée par des tests sur l'effet de l'injection sur les modes de combustion. Par exemple, la diminution de l'épaisseur de la surface d'injection de carburant augmenterait la vitesse d'injection et modifierait donc la structure de la couche de mélange. Une telle étude permettrait de trouver un rapport optimal entre les vitesses d'injection de carburant et d'oxydant et de limiter les déficits de célérité et de pression des fronts rotatifs. Une autre possibilité serait de déplacer l'injection de carburant du noyau vers la paroi extérieure de la chambre de manière à pouvoir tester des longueurs de noyau inférieures à 12 mm et des valeurs de demi-angle α supérieures à 15° , voire à supprimer ce noyau comme pour le cas des chambres creuses de RDE. Nos ré-

sultats indiquent en effet que de telles configurations pourraient conduire à des célérités et des pressions plus élevées, en particulier pour le régime rotatif à deux fronts et même à des régimes à plus de deux fronts aux propriétés améliorées.

Dans le cadre d'une utilisation à des fins propulsives, la puissance du moteur a besoin d'être ajustée. Cependant, les variations de débit massique et de richesse associées peuvent provoquer des instabilités ou des extinctions de la détonation rotative. L'effet de ces variations sur les régimes de propagation pourrait être étudié en arrêtant l'injection de carburant et/ou d'oxydant pendant un court intervalle de temps, comparé à celui d'un test.

Du point de vue de la métrologie, l'amélioration de la mesure de la poussée par rigidification du banc expérimental permettrait de mesurer les performances propulsives des différentes configurations géométriques testées. L'analyse de ces résultats indiquerait s'il existe le lien éventuel entre la poussée et les propriétés de détonation dans la chambre. Une autre amélioration serait de réaliser des visualisations par le côté de la chambre ou d'utiliser des sondes à ionisation, comme celles utilisées par Frolov et al. [45], afin de préciser expérimentalement le profil de la couche de mélange. De telles observations permettraient en particulier de valider ou d'ajuster la méthode de calcul de la hauteur des fronts de détonation développée dans cette thèse.

Annexe A

Schémas de la chambre de RDE

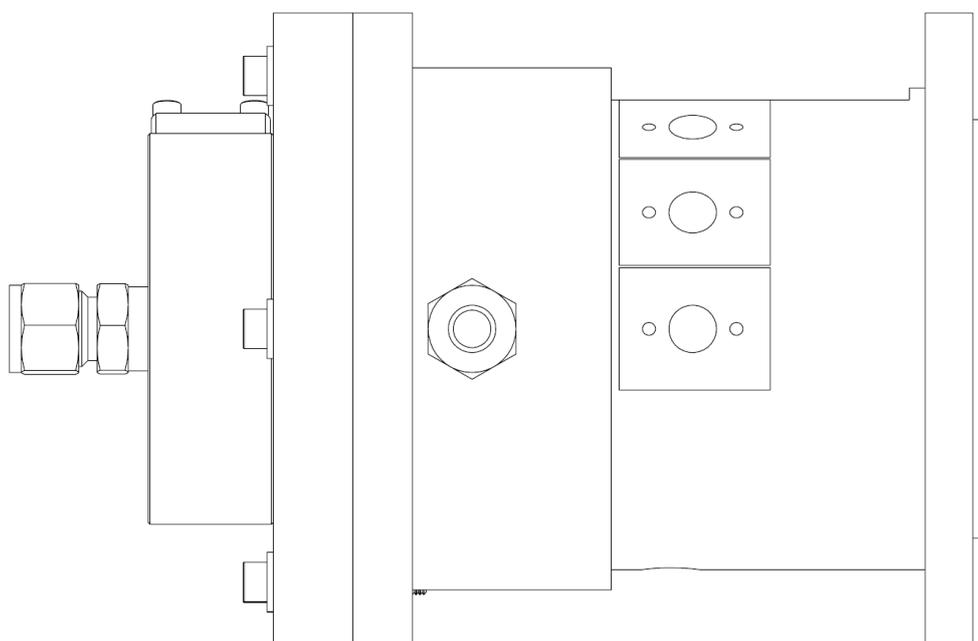


FIGURE A.1 – Vue de côté du RDE à l'échelle 1/2.

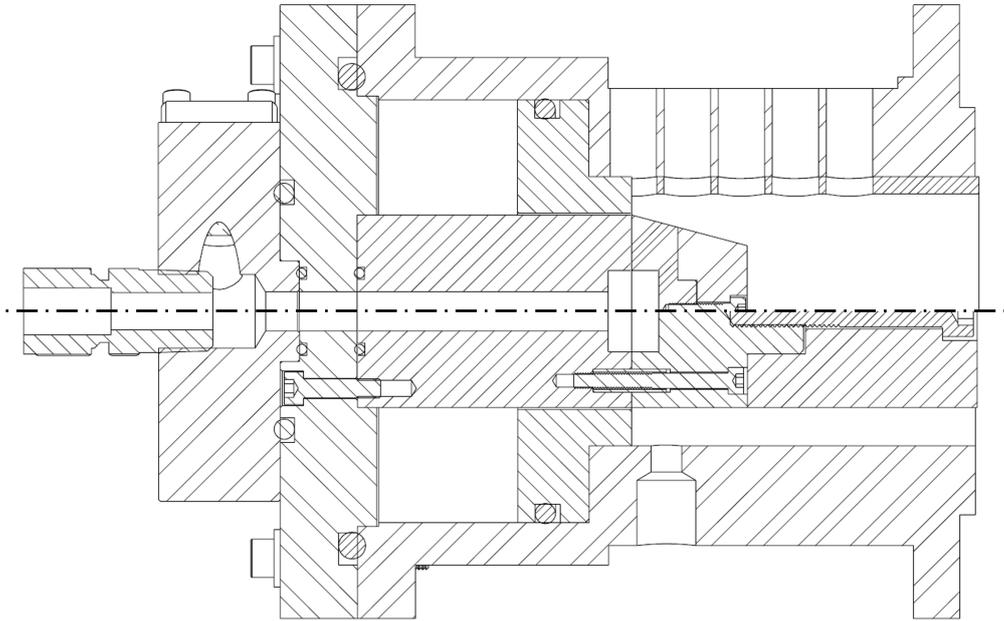


FIGURE A.2 – Vue en coupe du RDE avec le noyau cylindrique long (en bas) et le noyau conique avec la réduction de diamètre extérieur (en haut) à l'échelle 1/2.

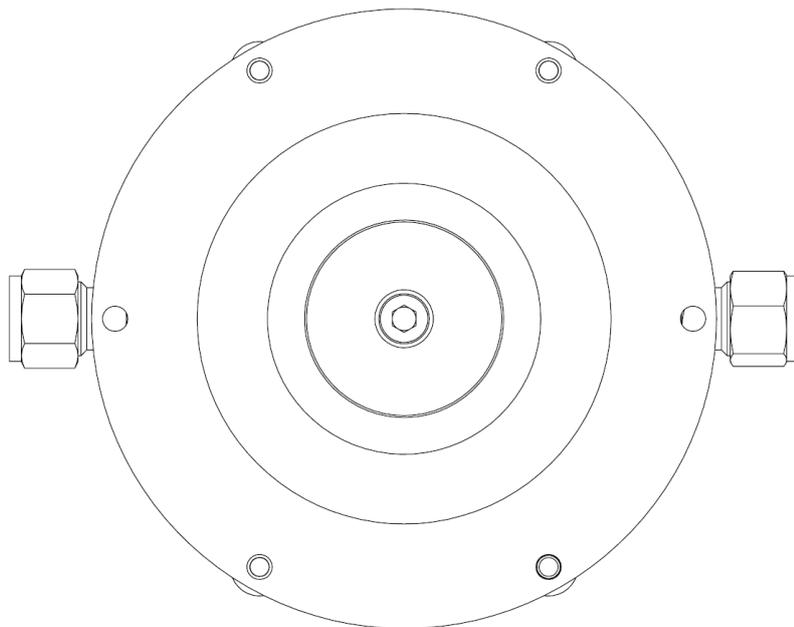


FIGURE A.3 – Vue de la face avant du RDE à l'échelle 1/2.

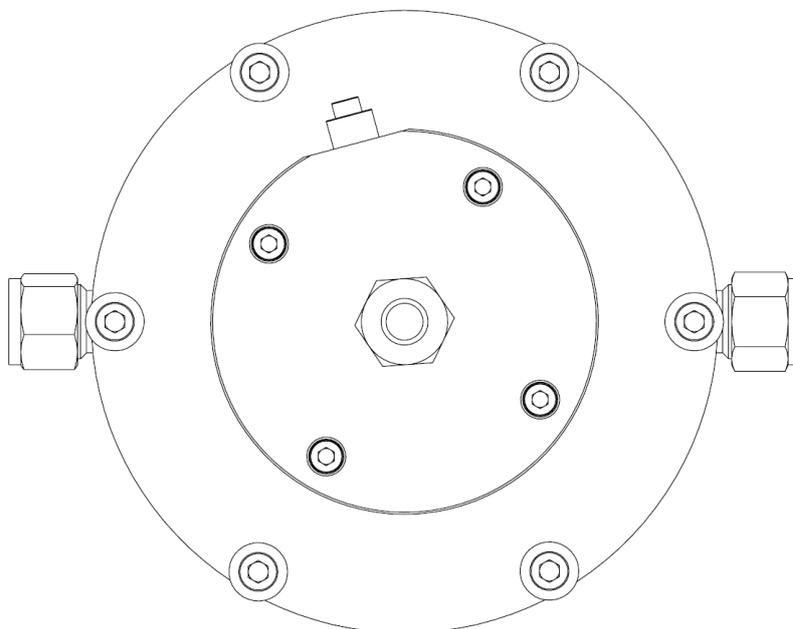


FIGURE A.4 – Vue de la face arrière du RDE à l'échelle 1/2.

Annexe B

Résultats expérimentaux

Cette annexe résume l'ensemble des tests effectués avec capteurs de pression dynamiques équipés sur la chambre. Chaque entrée comporte le numéro du test, le taux de dilution en azote de l'oxydant β , le débit massique total \dot{m}_{tot} , la richesse globale ER, le type de géométrie du noyau (cylindre ou cône), sa longueur l , son demi-angle au sommet α , le diamètre extérieur de la chambre \varnothing_e , le mode de combustion observé, le nombre de fronts n et le ratio D/D_{CJ} entre les célérités mesurées et CJ. Le régime contrarotatif à deux fronts est noté "Contra".

Test	β	\dot{m}_{tot} [g/s]	ER	Noyau	l [mm]	α [°]	\varnothing_e [mm]	Mode	n	D/D_{CJ}
184	0.5	54.20	1.51	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.51
185	0.5	54.20	1.51	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.51
186	0.5	81.30	0.96	cylindre	90	0	70	Volumique	0	/
187	0.5	67.76	1.28	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.52
188	0.5	62.27	1.08	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.55
189	0.5	63.88	1.23	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.54
190	0.5	63.56	1.05	cylindre	90	0	70	Volumique	0	/
191	0.5	61.63	1.19	cylindre	90	0	70	Volumique	0	/
192	0.5	66.83	0.88	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.57
193	0.5	55.09	1.23	cylindre	90	0	70	Volumique	0	/
194	0.5	59.37	1.03	cylindre	90	0	70	Volumique	0	/
195	0.5	54.61	1.19	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.54
196	0.5	56.36	1.22	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.54
201	0.5	51.29	1.03	cylindre	90	0	70	Volumique	0	/
202	0.5	51.69	1.14	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.52
203	0.5	65.65	1.11	cylindre	90	0	70	Volumique	0	/
204	0.5	67.63	1.22	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.51
205	0.3	72.92	0.80	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.60
206	0.3	73.24	0.88	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.56
207	0.3	71.30	0.97	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.56
208	0.3	70.01	1.09	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.56
209	0.3	69.37	1.21	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.55

TABLEAU B.1 – Paramètres et résultats expérimentaux présentés dans le manuscrit (1/4).

Test	β	\dot{m}_{tot} [g/s]	ER	Noyau	l [mm]	α [°]	\varnothing_e [mm]	Mode	n	D/D _{CJ}
214	0.3	59.69	1.13	cyindre	90	0	70	Contra	2	0.54
215	0	102.27	1.53	cyindre	90	0	70	Contra	2	0.55
216	0	72.92	0.85	cyindre	90	0	70	Contra	2	0.58
218	0	71.63	1.15	cyindre	90	0	70	Contra	2	0.56
219	0	70.66	1.14	cyindre	90	0	70	Contra	2	0.56
220	0	68.08	1.06	cyindre	90	0	70	Contra	2	0.58
221	0	70.01	1.16	cyindre	90	0	70	Contra	2	0.56
222	0	72.27	1.03	cyindre	90	0	70	Contra	2	0.57
223	0	69.35	1.14	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.70
224	0	68.08	1.06	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.72
225	0	86.79	1.11	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.71
226	0	96.14	1.03	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.72
227	0	135.20	1.25	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.64
228	0	108.43	1.19	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.70
229	0	61.95	1.10	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.72
230	0	61.95	1.01	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.72
231	0	61.30	0.91	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.68
232	0.5	71.95	1.15	cyindre	30	0	70	Volumique	0	/
233	0.5	71.95	0.84	cyindre	30	0	70	Volumique	0	/
234	0.5	84.53	1.05	cyindre	30	0	70	Volumique	0	/
235	0.5	80.98	1.00	cyindre	90	0	70	Volumique	0	/
236	0.3	86.47	1.13	cyindre	30	0	70	Volumique	0	/
237	0.3	89.69	1.13	cyindre	90	0	70	Contra	2	0.54
238	0.3	89.05	1.19	cyindre	30	0	70	Volumique	0	/
239	0	80.66	1.10	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.72
240	0	78.40	1.14	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.71
245	0	72.27	1.16	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.71
247	0	93.24	0.86	cyindre	62	0	70	Contra	2	0.63
248	0	99.05	1.03	cyindre	62	0	70	Contra	2	0.61
249	0	94.85	0.84	cône	30	7.9	70	Rotatif	1	0.81
250	0	97.76	0.97	cône	30	7.9	70	Rotatif	1	0.79
253	0	99.69	0.96	cône	30	7.9	70	Rotatif	1	0.79
254	0	110.01	1.15	cône	30	7.9	70	Rotatif	1	0.76
255	0	111.30	1.21	cône	30	7.9	70	Rotatif	1	0.76
258	0	148.43	1.01	cône	30	7.9	70	Rotatif	1	0.79
259	0	143.27	1.01	cône	30	7.9	70	Rotatif	1	0.80
261	0	143.91	1.11	cyindre	30	0	70	Rotatif	1	0.65
262	0	72.92	0.89	cyindre	90	0	60	Rotatif	1	0.54
263	0	71.95	1.04	cyindre	90	0	60	Rotatif	1	0.53
264	0	76.47	1.32	cyindre	30	0	60	Rotatif	1	0.61
265	0	85.18	1.51	cyindre	30	0	60	Rotatif	1	0.59
267	0	69.69	1.00	cône	30	7.9	60	Rotatif	1	0.76
268	0	72.92	1.20	cône	30	7.9	60	Rotatif	1	0.73
269	0	81.95	1.49	cône	30	7.9	60	Rotatif	1	0.70
273	0	137.14	0.93	cône	30	7.9	60	Rotatif	1	0.74

TABLEAU B.2 – Paramètres et résultats expérimentaux présentés dans le manuscrit (2/4).

ANNEXE B. RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Test	β	\dot{m}_{tot} [g/s]	ER	Noyau	l [mm]	α [°]	\varnothing_e [mm]	Mode	n	D/D _{CJ}
274	0	134.88	1.00	cône	30	7.9	60	Rotatif	1	0.73
275	0	54.68	1.23	cône	30	7.9	60	Rotatif	1	0.72
287	0	66.79	1.00	cône	30	7.9	60	Rotatif	1	0.74
290	0	68.08	1.29	cylindre	90	0	60	Rotatif	1	0.51
295	0	76.65	1.06	cylindre	30	0	70	Rotatif	1	0.68
296	0	75.99	1.08	cylindre	30	0	70	Rotatif	1	0.69
297	0	78.32	1.16	cylindre	30	0	70	Rotatif	1	0.68
298	0	75.66	1.01	cylindre	30	0	70	Rotatif	1	0.69
299	0	76.66	1.04	cylindre	90	0	70	Rotatif	1	0.59
300	0	62.99	1.22	cylindre	90	0	70	Rotatif	1	0.56
301	0	68.32	1.21	cylindre	90	0	70	Rotatif	1	0.56
302	0	64.65	0.99	cylindre	90	0	70	Rotatif	1	0.58
303	0	65.32	1.10	cylindre	90	0	70	Rotatif	1	0.57
304	0	58.83	0.98	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.83
305	0	64.32	0.88	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.84
306	0	65.32	1.25	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.81
307	0	63.99	1.00	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.82
308	0	75.65	1.06	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.85
309	0	75.46	1.12	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.85
310	0	71.23	1.19	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.86
311	0	75.79	1.20	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.84
312	0	72.32	1.01	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.85
316	0	72.99	0.98	cylindre	12	0	60	Rotatif	1	0.83
317	0	69.99	1.17	cylindre	12	0	60	Rotatif	1	0.81
318	0	58.99	0.95	cylindre	12	0	60	Rotatif	1	0.82
319	0	59.65	1.10	cylindre	12	0	60	Rotatif	1	0.80
320	0	60.99	1.10	cylindre	12	0	60	Rotatif	1	0.78
322	0.3	66.99	1.05	cylindre	12	0	60	Volumique	0	/
323	0.3	65.99	1.10	cylindre	12	0	60	Volumique	0	/
324	0.3	67.32	0.90	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.84
325	0.3	67.32	1.15	cylindre	12	0	70	Rotatif	1	0.80
326	0	66.66	0.71	cône	30	14.6	70	Rotatif	1	0.82
327	0	71.32	1.17	cône	30	14.6	70	Rotatif	1	0.79
328	0	73.66	1.04	cône	30	14.6	70	Rotatif	1	0.80
329	0	71.32	1.00	cône	30	14.6	70	Rotatif	1	0.81
330	0	69.32	1.01	cône	12	14.6	70	Rotatif	2	0.68
331	0	70.99	1.09	cône	12	14.6	70	Rotatif	2	0.67
332	0	69.65	1.04	cône	12	14.6	70	Rotatif	2	0.67
333	0	70.99	1.04	cône	12	14.6	70	Rotatif	2	0.68
334	0	70.66	1.02	cône	12	14.6	60	Rotatif	1	0.89
335	0	70.99	1.07	cône	12	14.6	60	Rotatif	2	0.66
336	0	68.32	1.06	cône	12	14.6	60	Rotatif	2	0.66
337	0	69.32	1.01	cône	12	14.6	60	Rotatif	2	0.66
338	0	54.33	0.88	cône	12	14.6	60	Rotatif	2	0.68
339	0	58.99	1.08	cône	12	14.6	60	Rotatif	2	0.65

TABLEAU B.3 – Paramètres et résultats expérimentaux présentés dans le manuscrit (3/4).

Test	β	\dot{m}_{tot} [g/s]	ER	Noyau	l [mm]	α [°]	\varnothing_e [mm]	Mode	n	D/D _{CJ}
340	0	57.99	1.04	cône	12	14.6	60	Rotatif	2	0.66
341	0	66.32	0.99	cône	30	14.6	60	Rotatif	1	0.80
342	0	65.65	1.12	cône	30	14.6	60	Rotatif	1	0.78
343	0	77.32	0.93	cône	12	7.9	60	Rotatif	1	0.89
345	0	66.99	1.06	cône	12	7.9	60	Rotatif	1	0.88
346	0	67.32	1.05	cône	12	7.9	70	Rotatif	2	0.68
347	0	64.32	0.94	cône	12	7.9	70	Rotatif	2	0.69
348	0	67.66	1.02	cône	12	7.9	70	Rotatif	2	0.68
361	0	67.99	1.04	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.57
362	0	67.99	1.01	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.58
363	0	66.32	0.96	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.59
364	0	67.65	1.14	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.57
365	0.3	64.65	0.88	cylindre	90	0	70	Contra	2	0.55
366	0.3	63.99	1.00	cylindre	90	0	70	Rotatif	1	0.53
367	0.5	63.99	1.07	cylindre	90	0	70	Volumique	0	/
368	0	67.32	1.05	cylindre	90	0	70	Rotatif	1	0.58

TABLEAU B.4 – Paramètres et résultats expérimentaux présentés dans le manuscrit (4/4).

Annexe C

Modèle 0D du RDE

C.1 Description et hypothèses

Le schéma de la Figure C.1 schématise le modèle 0D de RDE utilisé dans la Section 2.5. Le moteur est composé de trois étages réalisant tour à tour la compression adiabatique du mélange frais, sa combustion par détonation rotative et la détente isentropique des produits à haute température. Le mélange de gaz parfait est prélevé à l'état ∞ et est comprimé jusqu'à une pression P_0 tel que $\frac{P_0}{P_\infty} = \Pi$, avec Π le rapport de compression du moteur. Le mélange à l'état 0 est ensuite injecté dans la chambre de détonation où les particules de ce mélange subiront différentes transformations en fonction de leur trajectoire. On distingue trois lignes de courant notées I, II et III (Fig. C.2).

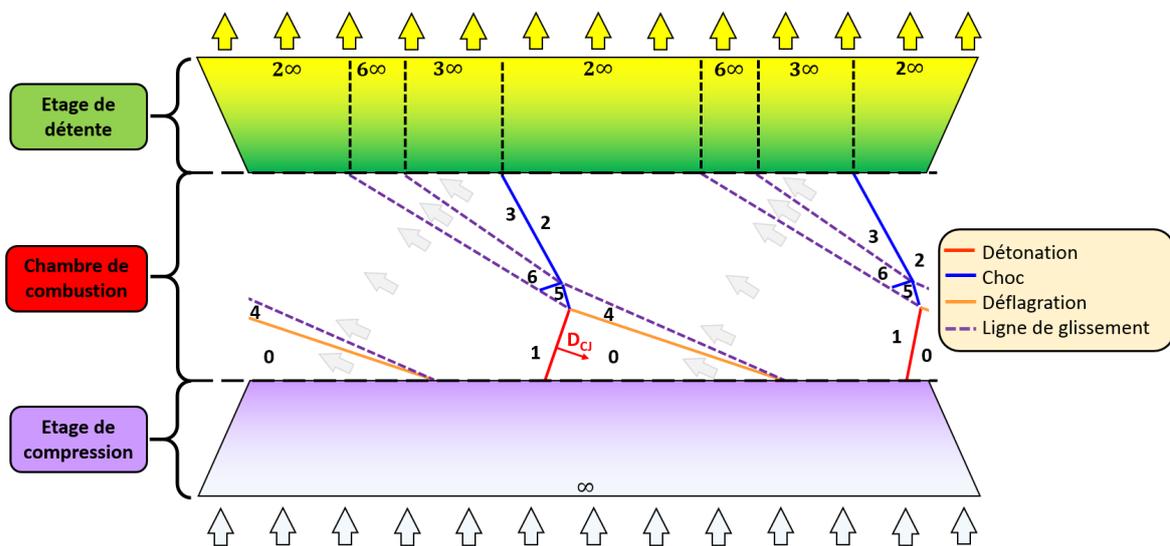


FIGURE C.1 – Schéma descriptif du modèle analytique 0D du RDE.

Pour la ligne de courant I, les particules passent seulement par le front de détonation normal à l'écoulement se propageant à D_{CJ} , et sont ensuite détendues de manière adiabatique jusqu'à l'état 2∞ tel que la pression soit égale à P_∞ .

Pour la ligne de courant II, les particules passent aussi par le front de détonation CJ, mais sont détendues jusqu'à l'état 2, tel que $P_2 = P_0$, à cause de l'expansion des produits de détonation. Elles sont ensuite capturées par le choc induit par cette expansion. Après ce choc, elles passent à l'état 3 puis se détendent de manière adiabatique jusqu'à l'état 3∞ , tel que $P_{3\infty} = P_\infty$.

Pour la ligne de courant III, la couche de mélange frais (0) étant en contact avec les produits de détonation chauds (états 1 \rightarrow 2), sa partie supérieure peut subir une combustion isobare qui l'amène dans l'état 4. Les particules ainsi chauffées subissent deux chocs successifs permettant d'équilibrer d'abord l'état 5 avec l'état 1 puis l'état 6 avec l'état 3. Les gaz sont ensuite détendus jusqu'à P_∞ (état 6∞).

Les états 2∞ , 3∞ et 6∞ sont enfin refroidis de manière isobare jusqu'à l'état ∞' , tel que $T_{\infty'} = T_\infty$. Le diagramme C.2 résume l'ensemble des transformations subies par les particules de mélange le long des trois lignes de courants considérées.

Si la déflagration n'est pas prise en compte les états 4, 5, 6 et 6∞ n'existent plus et la ligne de glissement entre les états 0 et 2 est alors positionnée à la place de la déflagration. Les états post-choc et détonation, respectivement 3 et 1, sont alors séparés par la même ligne de glissement. En première approximation, toutes les discontinuités sont supposées droites et le coefficient adiabatique des gaz parfaits γ reste constant dans tout le domaine de calcul. De plus, la chambre est considérée comme suffisamment courte pour que les trajectoires associées aux lignes II et III ne subissent qu'une seule compression par le choc induit.

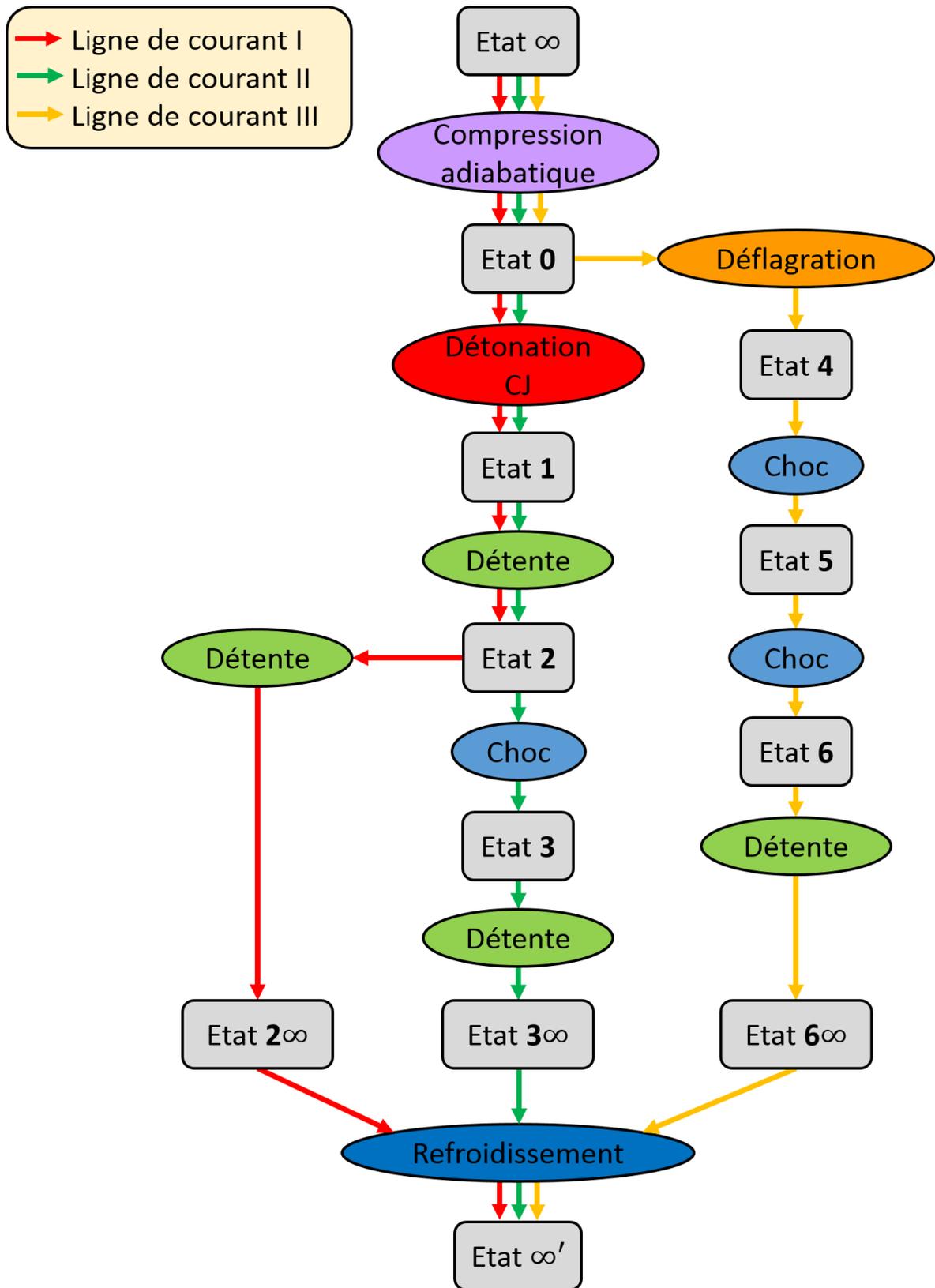


FIGURE C.2 – Diagramme des transformations thermodynamiques le long des trois lignes de courant caractérisant notre modèle.

C.2 Calcul des états thermodynamiques

Lors de la phase de compression, le mélange est amené jusqu'à la pression $P_0 = IIP_\infty$. Le volume massique et la température à l'état 0 sont donc donnés par :

$$\begin{cases} v_0 = v_\infty (II)^{-\frac{1}{\gamma}} \\ T_0 = T_\infty (II)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \end{cases} \quad \begin{matrix} (C.1) \\ (C.2) \end{matrix}$$

Une partie des gaz à l'état 0 est consommée par le front de détonation CJ jusqu'à l'état 1. Le front de détonation CJ étant normal à l'écoulement, le nombre de Mach s'écrit $M_0 = \frac{D_{CJ}}{c_0}$. Le calcul des grandeurs thermodynamiques associées à cet état est réalisé avec le code thermochimique Cantera [51], et le schéma de cinétique GriMech 3.0 [101].

Les produits de détonation se détendent ensuite jusqu'à la pression $P_2 = P_0$ par une détente de Prandtl-Meyer. On cherche ainsi à déterminer le rapport de volume massique $\frac{v_2}{v_1}$ engendré par une telle détente pour un rapport de détente $\frac{P_2}{P_1}$. On calcule d'abord le nombre de Mach M_2 de l'état 2 :

$$M_2^2 = \frac{[2 + (\gamma - 1)M_1^2] \left(\frac{P_2}{P_1}\right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 2}{\gamma - 1} \quad (C.3)$$

Le volume spécifique à l'état 2 est donné par :

$$v_2 = v_1 \left(\frac{1 + \frac{\gamma-1}{2}M_2^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2}M_1^2} \right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (C.4)$$

Le calcul précédent est également applicable pour le passage des états 2 à 2_∞ (ligne de courant I), 3 à 3_∞ (ligne de courant II) et 6 à 6_∞ (ligne de courant III) avec, dans tous les cas, une pression finale égale à P_∞ .

Le passage de l'état 0 à l'état 4 se fait au travers d'une combustion que l'on suppose isobare. Le calcul des grandeurs thermodynamiques associées est également réalisé avec le code thermochimique Cantera [51], et le schéma de cinétique GriMech 3.0. [101] De plus, comme le choc induit se propage avec une célérité D_{CJ} (car il est attaché au front de détonation), on a :

$$M_4 = \frac{D_{CJ}}{\sqrt{\gamma P_4 v_4}} \quad (C.5)$$

Dans le cas où la déflagration est prise en compte, les gaz à l'état 4 vont subir une compression par une onde de choc oblique jusqu'à l'état 5. Ils sont alors séparés des produits de détonation, détendus depuis l'état 1 par une ligne de glissement. Les gaz à l'état 4 possèdent alors la même pression et la même direction que les produits de détonation détendus. L'état est donc déterminé en calculant l'intersection des polaires du choc issu

de l'état 4 et de la détente issue de l'état 1 (Fig. C.3a). Dans notre cas, il existe deux solutions possibles, l'une, subsonique, sur la branche supérieure de la polaire de choc et l'autre, supersonique, sur la branche inférieure. La contrainte physique de diminution de la pression sous choc avec l'éloignement du point d'interaction écarte la solution subsonique. Une deuxième onde de choc oblique comprime alors les gaz de l'état 5 vers l'état 6 pour garantir la condition de ligne de glissement avec les produits de détonation choqués par la première onde de choc oblique (état 3). Les états 3 et 6 correspondent donc à l'intersection des polaires de chocs issues des états 2 et 5 (Fig. C.3a). Les expressions permettant de tracer ces polaires des ondes de choc et de détente de Prandtl-Meyer sont données dans l'Annexe D.

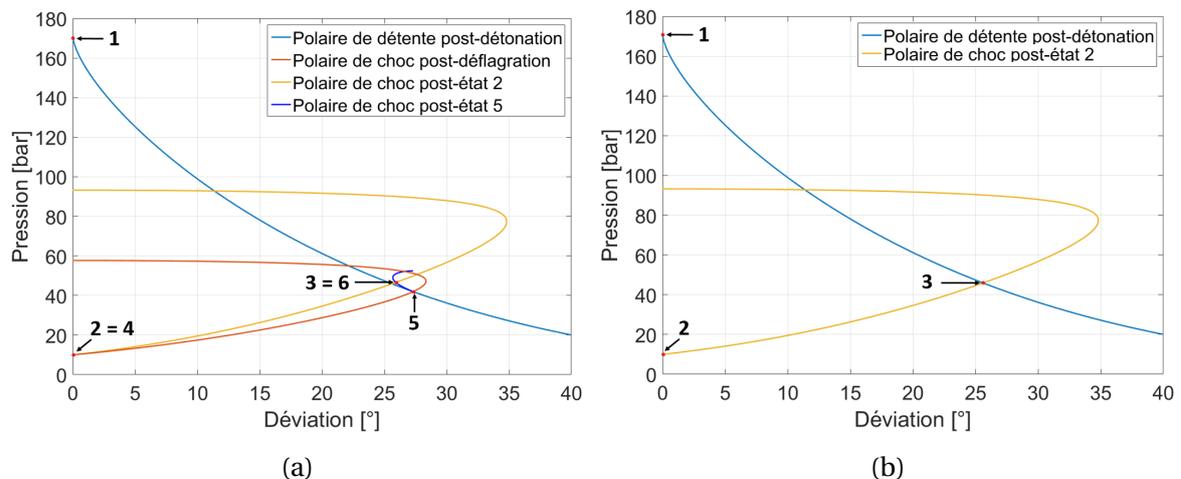


FIGURE C.3 – Polaires de choc dans le plan pression/déviation et de détente dans le cas d'une détonation rotative (a) avec et (b) sans prise en compte de la déflagration, pour un mélange stœchiométrique d'éthylène et d'oxygène avec $II = 10$.

En l'absence de déflagration, les particules détendues depuis la détonation CJ et celles issues du choc induit (état 3) sont séparées par une ligne de glissement et doivent donc satisfaire les conditions d'équilibre de pression et de direction d'écoulement. L'état 3 correspond ainsi à l'intersection entre les polaires de détente issues de l'état 1 et de choc oblique issue de l'état 2 (Fig. C.3b). Comme dans le cas avec la déflagration seule la branche basse, supersonique, de la polaire de choc est physique ici. Il est intéressant de noter que l'état 3 calculé en prenant en compte la déflagration est très voisin de celui obtenu sans cette dernière. Dans l'exemple de la Figure C.3, les écarts pour la pression et la déviation sont de 0.6 bar et de 0.4 °, respectivement.

Cependant, dans certains cas, en particulier pour les valeurs de II faibles, il est impossible de satisfaire aux conditions de raccordement des lignes de glissement derrière le choc induit pour la structure simplifiée de la détonation rotative considérée (Fig. C.1). Pour l'instant, aucune solution probante n'a été trouvée afin de résoudre ce problème. De manière à nous affranchir de cet obstacle et de pouvoir qualifier l'effet du choc induit et de la déflagration sur les rendements thermodynamiques d'un RDE, nous avons choisi de considérer le choc comme normal à l'écoulement (comme le front de détonation) et non

plus oblique. Une des conséquences de cette hypothèse est que les états 5 et 6 sont alors confondus.

Annexe D

Polaires de choc oblique et détente de Prandtl-Meyer

Cette annexe détaille les expressions des polaires de choc oblique et de détente de Prandtl-Meyer utilisées dans l'Annexe C. On fait ici l'hypothèse classique que le rapport γ des capacités calorifiques est constant.

D.1 Choc oblique

D.1.1 Plan θ - δ

Dans le plan θ - δ , l'incidence de la discontinuité entre l'état initial 1 et l'état choqué 2 est comprise entre 90° et θ_{min} , tel que :

$$\theta_{min} = \arcsin\left(\frac{1}{M_1}\right) \quad (D.1)$$

où M_1 est le Mach en amont de la discontinuité. Le calcul de θ_{min} suppose l'existence de la discontinuité, c'est-à-dire que $M_1 \geq 1$. En fixant l'incidence θ de l'onde de choc droite, on obtient le rapport des volumes massiques de part et d'autre de la discontinuité :

$$\frac{v_2}{v_1} = 1 - \frac{2}{\gamma + 1} [1 - M_n^{-2}] \quad (D.2)$$

avec v le volume massique et $M_n = M_1 \sin\theta$ le nombre de Mach normal à l'onde de choc oblique. La déviation δ de l'écoulement derrière l'onde de choc est donnée par :

$$\tan \delta = \tan \theta \frac{1 - \frac{v_2}{v_1}}{1 + \frac{v_2}{v_1} (\tan \theta)^2} \quad (D.3)$$

D.1.2 Plan P- δ

On cherche d'abord à calculer l'incidence de la discontinuité à partir du rapport de pression $\frac{P_2}{P_1}$. On utilise la formule suivante :

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} [M_n^2 - 1] \quad (D.4)$$

On développe cette équation pour isoler $\sin \theta$:

$$\sin^2 \theta = M_1^{-2} \left(\left(\frac{P_2}{P_1} - 1 \right) \frac{\gamma+1}{2\gamma} + 1 \right) \quad (D.5)$$

Une fois la valeur de θ obtenue, on utilise l'équation (D.3) pour obtenir la déviation de l'écoulement.

D.1.3 Nombre de Mach post-discontinuité

Pour calculer le nombre de Mach post-discontinuité M_2 , on utilise la formule suivante :

$$M_2^2 = \frac{M_n^2 \left[(\tan \theta)^{-2} + \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^2 \right]}{\frac{P_2}{P_1} \cdot \frac{v_2}{v_1}} \quad (D.6)$$

D.2 Détente de Prandtl-Meyer

La déviation oblique instantanée δ engendrée par une détente est donnée par la solution de Prandtl-Meyer à partir du rapport de pression $\frac{P_2}{P_1}$. Pour cela, on calcule tout d'abord le nombre de Mach post-détente :

$$M_2^2 = \frac{[2 + (\gamma - 1)M_1^2] \left(\frac{P_2}{P_1} \right)^{\frac{1-\gamma}{\gamma}} - 2}{\gamma - 1} \quad (D.7)$$

On calcule ensuite $v(M_1)$ et $v(M_2)$, avec v la déviation de l'écoulement sonique au travers d'une détente jusqu'aux nombres de Mach M_1 et M_2 , respectivement. v est donnée par la fonction de Prandtl-Meyer :

$$v(M) = \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \arctan \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1} (M^2 - 1)} - \arctan \sqrt{M^2 - 1} \quad (D.8)$$

La déviation δ s'obtient comme suit : $\delta = v(M_2) - v(M_1)$. Il convient de vérifier que la déviation ne dépasse pas la valeur maximale $\delta_{max} = v_{max} - v(M_1)$, avec v_{max} tel que :

$$v_{max} = v(M \rightarrow \infty) = \frac{\pi}{2} \left(\sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} - 1 \right) \quad (D.9)$$

L'orientation des lignes de Mach de l'éventail de détente est alors donnée par :

$$\mu(M_1) = \arcsin\left(\frac{1}{M_1}\right) \in \left[0, \frac{\pi}{2}\right] \quad (\text{D.10})$$

Bibliographie

- [1] T. C. ADAMSON et G. R. OLSSON : Performance Analysis of a Rotating Detonation Wave Rocket Engine. *Astronautica Acta*, 13:405 – 415, 1967.
- [2] T. C. ADAMSON et I wu SHEN : Theoretical Analysis of a Rotating Two Phase Detonation in Liquid Rocket Motors. *Nasa Cr 121194*, (March), 1973.
- [3] Vijay ANAND, Robert B. DRISCOLL, Andrew C. ST. GEORGE et Ephraim J. GUTMARK : Experimental investigation of H₂-Air mixtures in a rotating detonation combustor. *Proceedings of the ASME Turbo Expo*, 4B(June), 2015.
- [4] Vijay ANAND, Andrew C. ST. GEORGE, Robert B. DRISCOLL et Ephraim J. GUTMARK : Characterization of instabilities in a Rotating Detonation Combustor. *International Journal of Hydrogen Energy*, 40(46):16649–16659, dec 2015.
- [5] Vijay ANAND, Andrew C. ST. GEORGE, Robert B. DRISCOLL et Ephraim J. GUTMARK : Analysis of air inlet and fuel plenum behavior in a rotating detonation combustor. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 70:408–416, jan 2016.
- [6] Vijay ANAND, Andrew C. ST. GEORGE, Robert B. DRISCOLL et Ephraim J. GUTMARK : Investigation of rotating detonation combustor operation with H₂-Air mixtures. *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(2):1281–1292, jan 2016.
- [7] Vijay ANAND, Andrew C. ST. GEORGE, Robert B. DRISCOLL et Ephraim J. GUTMARK : Longitudinal pulsed detonation instability in a rotating detonation combustor. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 77:212–225, 2016.
- [8] Vijay ANAND, Andrew C. ST. GEORGE et Ephraim J. GUTMARK : Amplitude modulated instability in reactants plenum of a rotating detonation combustor. *International Journal of Hydrogen Energy*, 42(17):12629–12644, 2016.
- [9] Vijay ANAND, Andrew C. ST. GEORGE et Ephraim J. GUTMARK : Hollow Rotating Detonation Combustor. In *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, numéro January, pages 1–15, Reston, Virginia, jan 2016. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [10] Song bai YAO, Xin Meng TANG, Mingyi LUAN et Jian ping WANG : Numerical study of hollow rotating detonation engine with different fuel injection area ratios. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(2):2649–2655, 2015.
- [11] Song bai YAO, Xin Meng TANG et Jian Ping WANG : Numerical Study of the Propulsive Performance of the Hollow Rotating Detonation Engine with a Laval Nozzle. *International Journal of Turbo & Jet-Engines*, 34(1), jan 2017.

- [12] M BERTHELOT et P VIEILLE : Sur la vitesse de propagation des phénomènes explosifs dans les gaz. *CR Acad. Sci., Paris*, 93:18–22, 1881.
- [13] W.A. BONE, R.P. FRASER et W.H. WHEELER : A Photographic Investigation of Flame Movements in Gaseous Explosions. Part VII. The Phenomenon of Spin in Detonation. *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 235(746):29–68, 1935.
- [14] Eric BRAUN, Nathan DUNN et Frank K. LU : Testing of a Continuous Detonation Wave Engine with Swirled Injection. In *48th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, numéro January, pages 1–12, Reston, Virginia, jan 2010. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [15] Eric BRAUN, Frank K. LU, Donald R. WILSON et José A. CAMBEROS : Airbreathing rotating detonation wave engine cycle analysis. *Aerospace Science and Technology*, 27(1):201–208, jun 2013.
- [16] Fedor A. BYKOVSKII et V. V. MITROFANOV : Detonation combustion of a gas mixture in a cylindrical chamber. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 16(5):570–578, 1981.
- [17] Fedor A. BYKOVSKII, V. V. MITROFANOV et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous detonation combustion of fuel-air mixtures. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 33(3):344–353, may 1997.
- [18] Fedor A. BYKOVSKII, Anatoly A VASIL'EV, Evgenii F. VEDERNIKOV et V. V. MITROFANOV : Explosive combustion of a gas mixture in radial annular chambers. *Combustion Explosion and Shock Waves*, 30(510), 1994.
- [19] Fedor A. BYKOVSKII et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous detonation combustion of an annular gas-mixture layer. *Combustion, explosion, and shock waves*, 32(5):489–491, 1996.
- [20] Fedor A. BYKOVSKII et Evgenii F. VEDERNIKOV : Self-sustaining pulsating detonation of gas-mixture flow. *Combustion, explosion, and shock waves*, 32(4):442–448, 1996.
- [21] Fedor A. BYKOVSKII et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous detonation of a subsonic flow of a propellant. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 39(3):323–334, 2003.
- [22] Fedor A. BYKOVSKII et Evgenii F. VEDERNIKOV : Heat fluxes to combustor walls during continuous spin detonation of fuel-air mixtures. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 45(1):70–77, jan 2009.
- [23] Fedor A. BYKOVSKII, Sergey A. ZHDAN et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous Spin Detonation in Annular Combustors. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 41(4):449–459, jul 2005.
- [24] Fedor A. BYKOVSKII, Sergey A. ZHDAN et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous spin detonation of fuel-air mixtures. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 42(4):463–471, jul 2006.

- [25] Fedor A. BYKOVSKII, Sergey A. ZHDAN et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous Spin Detonations. *Journal of Propulsion and Power*, 22(6):1204–1216, nov 2006.
- [26] Fedor A. BYKOVSKII, Sergey A. ZHDAN et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous spin detonation of hydrogen-oxygen mixtures. 1. Annular cylindrical combustors. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 44(2):150–162, mar 2008.
- [27] Fedor A. BYKOVSKII, Sergey A. ZHDAN et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous spin detonation of hydrogen-oxygen mixtures. 2. Combustor with an expanding annular channel. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 44(3):330–342, may 2008.
- [28] Fedor A. BYKOVSKII, Sergey A. ZHDAN et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous detonation in the regime of self-oscillatory ejection of the oxidizer. 1. Oxygen as an oxidizer. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 46(3):344–351, may 2010.
- [29] Fedor A. BYKOVSKII, Sergey A. ZHDAN et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous spin detonation of a hydrogen-air mixture with addition of air into the products and the mixing region. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 46(1):52–59, jan 2010.
- [30] Fedor A. BYKOVSKII, Sergey A. ZHDAN et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous detonation in the air ejection mode. Domain of existence. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 47(3):330–334, may 2011.
- [31] Fedor A. BYKOVSKII, Sergey A. ZHDAN et Evgenii F. VEDERNIKOV : Continuous detonation in the regime of self-oscillatory ejection of the oxidizer. 2. Air as an oxidizer. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 47(2):217–225, mar 2011.
- [32] Colin CAMPBELL et Donald Whitley WOODHEAD : The ignition of gases by an explosion-wave. Part I. Carbon monoxide and hydrogen mixtures. *Journal of the Chemical Society (Resumed)*, 129:3010–3021, 1926.
- [33] Colin CAMPBELL et Donald Whitley WOODHEAD : Striated photographic records of explosion-waves. *Journal of the Chemical Society (Resumed)*, 130:1572–1578, 1927.
- [34] Gabriel CANTEINS : *Etude de la Détonation Continue Rotative : Application à la Propulsion*. Thèse de doctorat, Université de POITIERS Ecole, 2006.
- [35] David Leonard CHAPMAN : On the rate of explosion in gases. *Philosophical Magazine*, 47:90–104, 1899.
- [36] Richard COURANT et Kurt Otto FRIEDRICHS : *Supersonic flow and shock waves*. Springer Science & Business Media, 1999.
- [37] Dmitry M. DAVIDENKO, Yohann EUDE, Iskender GÖKALP et Francois FALEMPIN : Theoretical and Numerical Studies on Continuous Detonation Wave Engines. In *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, numéro April, pages 1–17, Reston, Virigina, apr 2011. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [38] Dmitry M. DAVIDENKO, Iskender GÖKALP et Alexey N. KUDRYAVTSEV : Numerical modeling of the rotating detonation in an annular combustion chamber fed with

- hydrogen-oxygen mixture. *In Third European Combustion Meeting Ecm 2007*, pages 1–6, 2007.
- [39] Dmitry M. DAVIDENKO, Iskender GÖKALP et Alexey N. KUDRYAVTSEV : Numerical Simulation of the Continuous Rotating Hydrogen-Oxygen Detonation with a Detailed Chemical Mechanism. *In West-East High Speed Flow Field Conference*, numéro November, 2007.
- [40] Y.N. DENISOV et Y.K. TROSHIN : Pulsating and spinning detonation of gaseous mixtures in tubes. *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, 27(5):534–541, 1959.
- [41] Werner DÖRING : On the detonation process in gases. *Annals of Physics*, 43:421–436, 1943.
- [42] Yohann EUDE, Dmitry M. DAVIDENKO, Francois FALEMPIN et Iskender GÖKALP : Use of the Adaptive Mesh Refinement for 3D Simulations of a CDWRE (Continuous Detonation Wave Rocket Engine). *In 17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, numéro April, pages 1–12, Reston, Virigina, apr 2011. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [43] Wildon FICKETT et William C. DAVIS : *Detonation : Theory and Experiment*. Dover Publications, 2000.
- [44] M. FOLUSIAK, A. KOBIERA et Piotr WOLANSKI : Rotating detonation engine simulations in in-house code REFLOPS. *Transactions of the Institute of Aviation*, 207(5):3–12, 2010.
- [45] S. M. FROLOV, V. S. AKSENOV, V. S. IVANOV et I. O. SHAMSHIN : Large-scale hydrogen-air continuous detonation combustor. *International Journal of Hydrogen Energy*, 40(3):1616–1623, jan 2015.
- [46] S. M. FROLOV, A. V. DUBROVSKII et V. S. IVANOV : Three-dimensional numerical simulation of operation process in rotating detonation engine. *In Progress in Propulsion Physics*, volume 4, pages 467–488, Les Ulis, France, mar 2013. EDP Sciences.
- [47] Jumpei FUJII, Yoshiki KUMAZAWA, Akiko MATSUO, Soma NAKAGAMI, Ken MATSUOKA et Jiro KASAHARA : Numerical Simulation towards Investigating the Factor for Velocity Decrease of Detonation Wave in Rotating Detonation Engine Chamber. *In 52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, pages 1–11, Reston, Virginia, jul 2016. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [48] Jumpei FUJII, Yoshiki KUMAZAWA, Akiko MATSUO, Soma NAKAGAMI, Ken MATSUOKA et Jiro KASAHARA : Numerical investigation on detonation velocity in rotating detonation engine chamber. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(2): 2665–2672, 2017.
- [49] Thomas GAILLARD : *Étude numérique du fonctionnement d'un moteur à détonation rotative*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay, 2017.
- [50] A. I. GAVRIKOV, A. A. EFIMENKO et S. B. DOROFEEV : A model for detonation cell size prediction from chemical kinetics. *Combustion and Flame*, 120(1-2):19–33, 2000.

- [51] David G. GOODWIN, Harry K. MOFFAT et Raymond L. SPETH : Cantera : An Object-oriented Software Toolkit for Chemical Kinetics, Thermodynamics, and Transport Processes, 2017.
- [52] Keisuke GOTO, Yuichi KATO, Kazuki ISHIHARA, Ken MATSUOKA, Jiro KASAHARA, Akiko MATSUO et Ikkoh FUNAKI : Experimental Study of Effects of Injector Configurations on Rotating Detonation Engine Performance. *In 52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, volume 2, pages 1–6, Reston, Virginia, jul 2016. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [53] William H. HEISER et David T. PRATT : Thermodynamic Cycle Analysis of Pulse Detonation Engines. *Journal of Propulsion and Power*, 18(1):68–76, jan 2002.
- [54] Manabu HISHIDA, Toshi FUJIWARA et Piotr WOLANSKI : Fundamentals of rotating detonations. *Shock Waves*, 19(1):1–10, apr 2009.
- [55] N. HOFFMANN : Reaction Propulsion by Intermittent Detonative Combustion. *German Ministry of Supply*, Volkenrode, 1940.
- [56] Hans HOLZWARTH : *Die Gasturbine : Theorie, Konstruktion und Betriebsergebnisse von zwei ausgeführten Maschinen*. R. Oldenbourg, 1911.
- [57] Jacques Charles Emile JOUGUET : Sur la propagation des réactions chimiques dans les gaz [On the propagation of chemical reactions in gases]. *Journal des Mathématiques Pures et Appliquées*, 1(6):347–425, 1905.
- [58] Michael KANESHIGE et J. E. SHEPHERD : Detonation Database. *GALCIT*, (July):236, 1997.
- [59] Jiro KASAHARA : Rotating Detonation Rocket Engine Experiments. *In IWDP*, Beijing, 2015.
- [60] Yuichi KATO, Kazuki ISHIHARA, Ken MATSUOKA, Jiro KASAHARA, Akiko MATSUO et Ikkoh FUNAKI : Study of combustion chamber characteristic length in rotating detonation engine with convergent-divergent nozzle. *In 54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, page 1406, 2016.
- [61] R. J. KEE, Rupley F., Miller J., Coltrin M., Grcar J. F., Meeks E., Moffat H. K., Lutz E. A., Dixon-Lewis G., Smooke M. D. et OTHERS : CHEMKIN Release 4.1. *Reaction Design, San Diego, CA*, 2006.
- [62] Jan KINDRACKI : *Badania eksperymentalne i symulacje numeryczne procesu inicjacji wirujacej detonacji gazowej (in Polish)*. Thèse de doctorat, Politechnika Warszawska, Warsaw, 2008.
- [63] Jan KINDRACKI, A. KOBIERA, Piotr WOLANSKI, Z. GUT, M. FOLUSIAK et K. SWIDERSKI : Experimental and numerical study of the rotating detonation engine in hydrogen-air mixtures. *In Progress in Propulsion Physics*, volume 2, pages 555–582, Les Ulis, France, oct 2011. EDP Sciences.
- [64] Jan KINDRACKI, Piotr WOLANSKI et Z. GUT : Experimental research on the rotating detonation in gaseous fuels and oxygen mixtures. *Shock Waves*, 21(2):75–84, apr 2011.

- [65] R. KNYSTAUTAS, John H. S. LEE et C. M. GUIRAO : The critical tube diameter for detonation failure in hydrocarbon-air mixtures. *Combustion and Flame*, 48(C):63–83, 1982.
- [66] A.A. KONNOV : Implementation of the NCN pathway of prompt-NO formation in the detailed reaction mechanism. *Combustion and Flame*, 156(11):2093–2105, nov 2009.
- [67] Bruno LE NAOUR, Francois FALEMPIN et Flore MIQUEL : Recent experimental results obtained on Continuous Detonation Wave Engine. In *17th AIAA International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference*, numéro April, pages 1–7, Reston, Virigina, apr 2011. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [68] Bruno LE NAOUR, Francois H. FALEMPIN et Kevin COULON : MBDA R&T Effort Regarding Continuous Detonation Wave Engine for Propulsion - Status in 2016. In *21st AIAA International Space Planes and Hypersonics Technologies Conference*, numéro March, pages 1–8, Reston, Virginia, mar 2017. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [69] John H. S. LEE : *The Detonation Phenomenon*, volume 47. may 2008.
- [70] Wei LIN, Jin ZHOU, Shijie LIU et Zhiyong LIN : An experimental study on CH₄/O₂ continuously rotating detonation wave in a hollow combustion chamber. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 62:122–130, apr 2015.
- [71] Wei LIN, Jin ZHOU, Shijie LIU, Zhiyong LIN et Fengchen ZHUANG : Experimental study on propagation mode of H₂/Air continuously rotating detonation wave. *International Journal of Hydrogen Energy*, 40(4):1980–1993, jan 2015.
- [72] Yusi LIU, Yu hui WANG, Yong sheng LI, Yang LI et Jian ping WANG : Spectral analysis and self-adjusting mechanism for oscillation phenomenon in hydrogen-oxygen continuously rotating detonation engine. *Chinese Journal of Aeronautics*, 28(3):669–675, 2015.
- [73] Frank K. LU, Eric BRAUN, Luca MASSA et Donald R. WILSON : Rotating Detonation Wave Propulsion : Experimental Challenges, Modeling, and Engine Concepts (Invited). In *47th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, numéro August, pages 464–470, Reston, Virigina, jul 2011. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [74] F. E. MALLARD et H. L. LE CHÂTELIER : Etude sur la combustion des melanges gazeux explosifs. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, 1(1):173–183, 1882.
- [75] Chad V MASHUGA et Daniel A CROWL : Flammability zone prediction using calculated adiabatic flame temperatures. *Process Safety Progress*, 18(3):127–134, 1999.
- [76] V. V. MIKHAILOV et M. E. TOPCHIYAN : Study of continuous detonation in an annular channel. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 1(4):20–23, 1965.
- [77] Andrew R. MIZENER et Frank K. LU : Preliminary Parametric Analysis of a Rotating Detonation Engine by Analytical Methods. In *52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion*

- Conference*, pages 1–16, Reston, Virginia, jul 2016. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [78] Chris MORLEY : Gaseq : a chemical equilibrium program for Windows, 2005.
- [79] Soma NAKAGAMI, Ken MATSUOKA, Jiro KASAHARA, Akiko MATSUO et Ikkoh FUNAKI : Visualization of Rotating Detonation Waves in a Plane Combustor with a Cylindrical Wall Injector. *In 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, numéro August, pages 1–12, Reston, Virginia, jan 2015. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [80] Soma NAKAGAMI, Ken MATSUOKA, Jiro KASAHARA, Akiko MATSUO et Ikkoh FUNAKI : Experimental study of the structure of forward-tilting rotating detonation waves and highly maintained combustion chamber pressure in a disk-shaped combustor. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(2):2673–2680, 2017.
- [81] Andrew G. NAPLES, John L. HOKE, James KARNESKY et Frederick R. SCHAUER : Flow-field Characterization of a Rotating Detonation Engine. *In 51st AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, numéro January, pages 1–6, Reston, Virginia, jan 2013. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [82] James A. NICHOLLS et Robert E. CULLEN : The feasibility of a rotating detonation wave rocket motor. Rapport technique, DTIC Document, 1964.
- [83] James A. NICHOLLS, Robert E. CULLEN et K. W. RAGLAND : Feasibility studies of a rotating detonation wave rocket motor. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 3(6):893–898, jun 1966.
- [84] A. K. OPPENHEIM : Novel insight into the structure and development of detonation. *Oppenheim, A. K.*, 11(6):391–400, 1965.
- [85] Dan PAXSON : The American Institute of Aeronautics and Astronautics Pressure-Gain Combustion Program Committee : What, How, Why. *In International Constant Volume Detonation Combustion Workshop*, Poitiers, France, 2017.
- [86] Lei PENG, Dong WANG, Xiaosong WU, Hu MA et Chenglong YANG : Ignition experiment with automotive spark on rotating detonation engine. *International Journal of Hydrogen Energy*, 40(26):8465–8474, 2015.
- [87] H.N. PRESLES, D. DESBORDES et P. BAUER : An optical method for the study of the detonation front structure in gaseous explosive mixtures. *Combustion and Flame*, 70(2):207–213, nov 1987.
- [88] Brent A. RANKIN, Daniel R. RICHARDSON, Andrew W. CASWELL, Andrew G. NAPLES, John L. HOKE et Frederick R. SCHAUER : Chemiluminescence imaging of an optically accessible non-premixed rotating detonation engine. *Combustion and Flame*, 176: 12–22, feb 2017.
- [89] Vincent RODRIGUEZ, Pierre VIDAL et Ratiba ZITOUN : Experimental observations of semi-confined steadily-rotating detonation. *In 26th ICDERS*, pages 1–6, 2017.

- [90] G. D. ROY, S. M. FROLOV, A. A. BORISOV et D. W. NETZER : Pulse detonation propulsion : Challenges, current status, and future perspective. *Progress in Energy and Combustion Science*, 30(6):545–672, 2004.
- [91] Douglas A. SCHWER et Kailas KAILASANATH : Numerical Investigation of Rotating Detonation Engine. *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion Conference & Exhibit 25-28 July 2010, Nashville, TN, (July):1–15*, 2010.
- [92] Douglas A. SCHWER et Kailas KAILASANATH : Numerical investigation of the physics of rotating-detonation-engines. *Proceedings of the Combustion Institute*, 33(2): 2195–2202, jan 2011.
- [93] Douglas A. SCHWER et Kailas KAILASANATH : Numerical Study of the Effects of Engine Size on Rotating Detonation Engines. *In 49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, numéro January, pages 1–13, Reston, Virigina, jan 2011. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [94] Douglas A. SCHWER et Kailas KAILASANATH : Feedback into Mixture Plenums in Rotating Detonation Engines. *In 50th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, numéro January, pages 1–17, Reston, Virigina, jan 2012. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [95] Douglas A. SCHWER et Kailas KAILASANATH : Modeling Exhaust Effects in Rotating Detonation Engines. *In 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, numéro August, pages 1–16, Reston, Virigina, jul 2012. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [96] Douglas A. SCHWER et Kailas KAILASANATH : Fluid dynamics of rotating detonation engines with hydrogen and hydrocarbon fuels. *Proceedings of the Combustion Institute*, 34(2):1991–1998, jan 2013.
- [97] Douglas A. SCHWER et Kailas KAILASANATH : Rotating Detonation Engine Research at NRL. *In International Workshop for Detonations in Propulsion (IWDP 2013)*. NAVAL RESEARCH LAB WASHINGTON DC LAB FOR COMPUTATIONAL PHYSICS AND FLUID DYNAMICS, 2013.
- [98] Jason C. SHANK : *Development and Testing of a Rotating Detonation Engine Run on Hydrogen and Air*. Thèse de doctorat, AIR FORCE INSTITUTE OF TECHNOLOGY, 2012.
- [99] K. I. SHCHELKIN et Y. K. TROSHIN : *Gasdynamics of Combustion*. Baltimore, USA, 1965.
- [100] G. SMEETS : The Ram Accelerator : Perspectives and Experimental Results Already Achieved. *IUTAM Symposium on Combustion in Supersonic Flows*, pages 219–236, 1997.
- [101] Gregory P. SMITH, David M. GOLDEN, Michael FRENKLACH, Nigel W. MORIARTY, Boris EITENEER, Soonho Song MIKHAIL GOLDENBERG, C. THOMAS BOWMAN, RONALD

- K. HANSON, William C. GARDINER, Vitali V. Lissianski JR. et Zhiwei QIN : GRI-Mech 3.0, 1999.
- [102] Rémy SORIN : *Etude et Optimisation de la Transition Déflagration Détonation en Tube des Mélanges Stoechiométriques H₂/O₂/N₂ et (CH₄, C₂H₂, C₂H₄, C₃H₈)/O₂/N₂ et de sa Transmission à un Espace de Plus Grande Dimension*. Thèse de doctorat, Université de POITIERS, 2005.
- [103] Andrew C. ST. GEORGE, Robert B. DRISCOLL, Vijay ANAND et Ephraim J. GUTMARK : Starting Transients and Detonation Onset Behavior in a Rotating Detonation Combustor. *54th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, (January):1–12, 2016.
- [104] Andrew C. ST. GEORGE, Robert B. DRISCOLL, Vijay ANAND et Ephraim J. GUTMARK : On the existence and multiplicity of rotating detonations. *Proceedings of the Combustion Institute*, 36(2):2691–2698, 2017.
- [105] Andrew C. ST. GEORGE, Robert B. DRISCOLL, Vijay ANAND, David E. MUNDAY et Ephraim J. GUTMARK : Fuel Blending as a Means to Achieve Initiation in a Rotating Detonation Engine. *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, (January):1–18, 2015.
- [106] Andrew C. ST. GEORGE, Robert B. DRISCOLL, David E. MUNDAY et Ephraim J. GUTMARK : Development of a Rotating Detonation Engine Facility at the University of Cincinnati. *In 53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, Reston, Virginia, jan 2015. American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [107] Andrew C. ST. GEORGE, Steve RANDALL, Vijay ANAND, Robert B. DRISCOLL et Ephraim J. GUTMARK : Characterization of initiator dynamics in a rotating detonation combustor. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 72:171–181, apr 2016.
- [108] William A. STODDARD et Ephraim J. GUTMARK : Numerical Investigation of Centerboreless RDE Design Variations. *53rd AIAA Aerospace Sciences Meeting*, (January 5-9):1–8, 2015.
- [109] K. SWIDERSKI, M. FOLUSIAK, Borys LUKASIK, A. KOBIERA, Jan KINDRACKI et Piotr WOLANSKI : Three dimensional numerical study of the propulsion system based on rotating detonation using Adaptive Mesh Refinement. pages 1–6, 2013.
- [110] Xin Meng TANG, Jian Ping WANG et Ye Tao SHAO : Three-dimensional numerical investigations of the rotating detonation engine with a hollow combustor. *Combustion and Flame*, 162(4):997–1008, 2015.
- [111] G. TAYLOR : The Dynamics of the Combustion Products behind Plane and Spherical Detonation Fronts in Explosives. *Proceedings of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 200(1061):235–247, 1950.
- [112] Anatoly A VASIL'EV : Dynamic parameters of detonation. *In Shock Waves Science and Technology Library*, Vol. 6, pages 213–279. Springer, 2012.
- [113] M. VIEILLE : Etude sur le rôle des discontinuités dans les phénomènes de propagation. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, 9(1):621–644, 1900.

- [114] B. V. VOITSEKHOVSKII : Spinning Maintained Detonation. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 3:157–164, 1960.
- [115] B. V. VOITSEKHOVSKII, V. V. MITROFANOV et M. E. TOPCHIYAN : Structure of Detonation Front in Gases. *Siberian Branch USSR Academy Science*, (Novo-sibirsk (in Russian)), 1963.
- [116] John VON NEUMAN : Theory of Detonation Waves. (May 1942), 1942.
- [117] Jian Ping WANG et Ye Tao SHAO : Rotating Detonation Engine Injection Velocity Limit and Nozzle Effects on Its Propulsion Performance. In *Computational Fluid Dynamics 2010*, pages 789–795. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 2011.
- [118] E. WINTENBERGER et J. E. SHEPHERD : Introduction to “To the Question of Energy Use of Detonation Combustion” by Ya. B. Zel’dovich. *Journal of Propulsion and Power*, 22(3):586–587, 2006.
- [119] Piotr WOLANSKI : Rotating Detonation Wave Stability. In *23rd International Colloquium on the Dynamics of Explosions and Reactive Systems (ICDERS)*, pages 1–6, 2011.
- [120] Chenglong YANG, Xiaosong WU, Hu MA, Lei PENG et Jian GAO : Experimental research on initiation characteristics of a rotating detonation engine. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 71:154–163, feb 2016.
- [121] Y. B. ZEL’DOVICH : Pressure and velocity distributions in the detonation products of a divergent spherical wave. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 12:389 – 406, 1942.
- [122] Yakov Borissovich ZEL’DOVICH : On the theory of the propagation of detonation in gaseous systems. *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 10:542–568, 1940.
- [123] Yakov Borissovich ZEL’DOVICH : To the Question of Energy Use of Detonation Combustion (en Russe). *Journal of Technical Physics*, 10:542–568, 1940.
- [124] Hailong ZHANG, Weidong LIU et Shijie LIU : Effects of inner cylinder length on H₂/air rotating detonation. *International Journal of Hydrogen Energy*, 41(30): 13281–13293, aug 2016.
- [125] Hailong ZHANG, Weidong LIU et Shijie LIU : Experimental investigations on H₂-air rotating detonation wave in the hollow chamber with Laval nozzle. *International Journal of Hydrogen Energy*, 42(5):3363–3370, 2017.
- [126] Sergey A. ZHDAN : Mathematical model of continuous detonation in an annular combustor with a supersonic flow velocity. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 44(6):690–697, nov 2008.
- [127] Sergey A. ZHDAN, Fedor A. BYKOVSKII et Evgenii F. VEDERNIKOV : Mathematical modeling of a rotating detonation wave in a hydrogen-oxygen mixture. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 43(4):449–459, jul 2007.

- [128] Sergey A. ZHDAN, A. M. MARDASHEV et V. V. MITROFANOV : Calculation of the flow of spin detonation in an annular chamber. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 26(2):210–214, 1990.