



Étude expérimentale de la combustion à volume constant pour la propulsion aérobic : influence de l'aérodynamique et de la dilution sur l'allumage et la combustion

Quentin Michalski

► To cite this version:

Quentin Michalski. Étude expérimentale de la combustion à volume constant pour la propulsion aérobic : influence de l'aérodynamique et de la dilution sur l'allumage et la combustion. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2019. Français. NNT : 2019ESMA0009 . tel-02293109

HAL Id: tel-02293109

<https://theses.hal.science/tel-02293109>

Submitted on 20 Sep 2019

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

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

THÈSE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE

**DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPERIEURE DE MECANIQUE ET
D'AEROTECHNIQUE**

(DIPLOME NATIONAL – ARRETE DU 25 MAI 2016)

ECOLE DOCTORALE :

SCIENCES ET INGENIERIE EN MATERIAUX, MECANIQUE, ÉNERGETIQUE ET AERONAUTIQUE

SECTEUR DE RECHERCHE : ÉNERGETIQUE, THERMIQUE, COMBUSTION

PRESENTEE PAR :

Quentin MICHALSKI

Etude expérimentale de la combustion à volume constant pour la propulsion aérobique : influence de l'aérodynamique et de la dilution sur l'allumage et la combustion

DIRECTEUR DE THESE : **MARC BELLENOUE**

CO-ENCADRANT : **BASTIEN BOUST**

SOUTENUE LE 29 AVRIL 2019

DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

JURY

PRESIDENTE

Mme. Christine ROUSSELLE

Professeure des Universités

POLYTECH' Orléans

RAPPORTEURS

M. Ephraïm GUTMARK

Full Professor

University of Cincinnati

M. Frédéric GRISCH

Professeur des Universités

INSA Rouen

MEMBRES DU JURY

M. Laurent SELLE

Chargé de Recherche

IMFT Toulouse

M. Michel CAZALENS

Expert Combustion

SAFRAN Tech

M. Bruno LE NAOUR

Expert Combustion

MBDA France

M. Marc BELLENOUE

Professeur des Universités

ISAE-ENSMA Poitiers

M. Bastien BOUST

Ingénieur de Recherche

ISAE-ENSMA Poitiers

Remerciements

Ce manuscrit n'est évidemment pas l'œuvre d'un travail indépendant. Les remerciements ne sont pas mon fort mais je pense qu'il convient ici de reconnaître, la contribution de chacun.

Je souhaite d'abord exprimer ma plus profonde gratitude à mon directeur de thèse M. MARC BELLENOUE et à mon co-encadrant M. BASTIEN BOUST sans qui rien de tout cela n'aurait été possible. Les discussions que l'on a pu avoir et les travaux que l'on a réalisés ensemble m'ont permis de me construire professionnellement et de me réaliser humainement.

Je remercie M. YVES GERVAIS et M. JACQUES BOREE de m'avoir accueilli au sein du département Fluides, Thermique et Combustion de l'Institut Pprime, mon théâtre d'opération pendant ces 3.583 années de thèse.

Ces travaux font partie intégrante de la chaire industrielle CAPA, portée par M. MARC BELLENOUE. Je remercie ainsi les différents partenaires du programme à savoir l'Agence Nationale pour la Recherche et les entreprises industrielles SAFRAN Tech et MBDA France.

Je remercie M. EPHRAIM GUTMARK et M. FREDERIC GRISCH pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ces travaux. Je remercie Mme CHRISTINE ROUSSELLE pour avoir accepté de présider ce jury. Je remercie également M. LAURENT SELLE, M. MICHEL CAZALENS et M. BRUNO LE NAOUR d'avoir évalué ces travaux.

Je remercie Mm. MAXIME CARON, ALAIN CLAVERIE et JEAN-CARL ROUSSEAU pour leurs contributions majeures à la conception, mise en place et réalisation des mesures sur le dispositif, Mm. KIM Q. N. KHA, VINCENT ROBIN, ARNAUD MURA pour avoir mené et réalisé les simulations LES du dispositif, et Mm. BENOIT CARME, ALAIN DESTOR, YANN THOMAS et JEAN-CHRISTOPHE JOUVANNEAU pour la réalisation technique de pièces mécanique.

Ma gratitude s'adresse également aux enseignants et chercheurs avec qui j'ai pu échanger au quotidien, Mm. JULIEN SOTTON, CAMILLE STROZZI, PIERRE VIDAL, MICHEL BOUSTIE, THIBAUT DE RESSEGUIER, DJAMEL KARMED, JOSUE MELGUIZO GAVILANES, JOCELYN LUCHE, ZAKARIA BOUALI, FLORENT VIROT, YVES BERTIN. Je remercie également Mmes MARIE-CANNELLE EYSSERIC et CATHERINE LAVALLADE ainsi que l'ensemble du personnel administratif et technique de l'ISAE-ENSMA que j'ai pu côtoyer.

J'exprime mes sincères remerciements aux doctorants, stagiaires, ingénieurs, et techniciens avec qui j'ai eu le plaisir de vivre et d'échanger : CARLOS, ROMAIN, JULIEN, ANTOINE, NURIA, BEATRICE, NIKHIL, SEBASTIAN, ELENA, ALESSANDRA, ALLASSANE, STEPHANE, RADOUAN, ANTHONY, MAXIME, AIMAD, SYLVAIN, EKATERINA, SANDRA, CYPRIEN, LUC, SAÏD, GEOFFREY, NICOLAS ET JACQUES.

J'ai une pensée particulière pour mes collègues de bureau, HUGO QUINTENS et NICOLAS RIAUD avec qui j'ai eu un réel plaisir à partager des idées, travailler, et discuter de choses de la vie.

Enfin, je tiens à exprimer toute mon affection à ma mère, mon père et mes frères pour leurs soutiens indéfectibles qui ont plus que largement contribué à faire de moi la personne que je suis aujourd'hui.

Table des matières

Nomenclature	6
Liste des figures.....	10
Liste des tables.....	21
Liste des tableaux	22
Introduction	26
1. Contexte et objectifs.....	34
1.1. Combustion à Gain de Pression (ou Pressure Gain Combustion, PGC)	34
1.2. Implémentations du cycle d'Atkinson-Humphrey	43
1.3. Le moteur alternatif à combustion interne (MACI).....	44
1.4. Chambres de combustion à valves sans piston (CCVSP).....	48
1.5. Synthèse et objectifs du manuscrit	61
2. CV2 : un dispositif d'étude de la combustion à volume constant cyclique représentatif des chambres à valves sans piston.....	64
2.1. Description globale du dispositif.....	64
2.2. Protocole et réglages des conditions d'utilisation.....	70
2.3. Résolution du champ de vitesse instantanée par <i>particle image velocimetry</i>	87
2.4. Modèle d'analyse thermodynamique 0D multizones.....	99
2.5. Synthèse sur la mise en place du dispositif CV2.....	110
3. Caractérisation et analyse détaillée d'une séquence expérimentale en injection directe gaz propane	114
3.1. Description générale et reproductibilité	114
3.2. Approche LES conjointe	122
3.3. Phase d'admission et de mélange.....	123
3.4. Phase de combustion	132
3.5. Phase de refroidissement isochore après combustion.....	139
3.6. Phase d'échappement et de détente.....	140
3.7. Conclusion	142
4. Influence de l'instant d'allumage sur la stabilité cyclique.....	146
4.1. Influence de la stabilité cyclique sur la phase de propagation de la combustion	148
4.2. Influence de la richesse et de l'écoulement local sur la probabilité d'allumage.....	161
4.3. Conclusion	172
5. Influence des conditions aux limites en pression et température sur le cycle CVC.....	176
5.1. Injection directe de n-décane liquide.....	177

5.2.	Phénoménologie du processus CVC dans le cas de l'injection directe liquide.....	178
5.3.	Influence de la contrepression d'échappement.....	181
5.4.	Extrapolation du bilan énergétique de cycle	189
5.5.	Conclusion	198
6.	Allumage des gaz frais par les gaz résiduels.....	202
6.1.	Caractérisation de l'allumage par gaz résiduel.....	203
6.2.	Mécanisme de rallumage en injection directe de propane gazeux.....	210
6.3.	Cas d'un carburant liquide d'allumage par gaz résiduels : rallumage en n-décane/air	219
6.4.	Conclusion et perspectives	221
	Conclusion générale.....	224
	Annexes.....	230
A.	Calcul du rendement des cycles thermodynamiques de Brayton et Humphrey	230
B.	Calcul de remplissage adiabatique	235
D.	Transmission spectrale des hublots.....	237
E.	Ouverture des vannes	238
F.	Mesure des débits injecteur liquide.....	240
G.	Expression de la masse débitée par mesure de pression	242
H.	Précision sur l'incertitude de la richesse	243
I.	Correction des effets de pression sur la sonde lambda	248
J.	Granulométrie de l'ensemenceur	249
K.	Données complémentaires aux figures.....	251
L.	Détails sur le calcul de vitesse de flamme	252
M.	Tabulation des délais d'auto-inflammation propane/air	256
N.	Conditions et modèles des calculs LES	260
	Bibliographie.....	263

Nomenclature

ACARE	<i>Advisory Council for Aviation Research and innovation in Europe</i>
CFD	<i>Computational Fluid Dynamics</i>
SRIA	<i>Strategic Research and Innovation Agenda</i>
SFC	<i>Specific Fuel Consumption</i>
OPR	<i>Operating Pressure Ratio</i>
BPR	<i>By-Pass Ratio</i>
TBO	<i>Time Between Overhaul</i>
ULTIMATE	<i>Ultra-Low emission Technology Innovations for Mid-Century Aircraft Turbine Engine</i>
TRL	<i>Technology Readiness Level</i>
CAPA	modes de Combustion Alternatifs pour la Propulsion Aérobie
CVC	Combustion à Volume Constant
PGC	<i>Pressure Gain Combustion</i>
MACI	Moteur Alternatif à Combustion Interne
PCI	Pouvoir Calorifique Inférieur
TET	Température d'Entrée Turbine
LEMCOTEC	<i>Low Emissions Core-Engine Technologies</i>
ICAO	<i>International Civil Aviation Organization</i>
ER	<i>Equivalence Ratio</i>
RDE	<i>Rotating Detonation Engine</i>
D_{cj}	Célérité Chapman-Jouguet de détonation
P_{RDE}	Périmètre de chambre d'un RDE
PDE	<i>Pulse Detonation Engine</i>
λ	Rapport d'aspect de chambre longueur/diamètre
NTC	<i>Negative Temperature Coefficient</i>
PMH	Point mort haut
PMB	Point mort bas
2T	2 temps
4T	4 temps
CCVSP	Chambre de Combustion à Valves Sans Piston
α	Adiabaticité de combustion
CVCC	Chambre de Combustion à Volume Constant
A/E	Admission/Echappement
RAPID	Régime d'appui à l'innovation duale
LES	<i>Large Eddy Simulation</i>
D_{32}	Diamètre de Sauter
PIV	<i>Particle Image Velocimetry</i>
IBC	<i>Immersed Boundary Conditions</i>
MISCOG	<i>Multi-Instances Solver Coupled on Overlapping Grid</i>
CV2	<i>Constant-Volume Combustion Vessel (CVCV)</i>
UV	Ultra-violet
PID	Proportionnel, Intégral, Dérivée
TTL	<i>Transistor-transistor logic</i>

PDI	<i>Phase Doppler Interferometry</i>
TCI	<i>Transistor Coil Ignition</i>
D_{st}	Dilution stœchiométrique [-]
D	Dilution en carburant effective [-]
Δm	Variation de masse dans un réservoir [kg]
c_p	Capacité calorifique à pression constante [J/kg/K]
c_v	Capacité calorifique à volume constant [J/kg/K]
γ	Coefficient adiabatique : rapport c_p/c_v [-]
Δp	Variation de pression dans un réservoir [bar]
V	Volume de réservoir [m ³]
R	Constante des gaz parfaits [J/mol/K]
T	Température
i_p	Courant de sonde lambda [mA]
PLE	Pression de ligne d'échappement [bar]
Prad	Pression du réservoir d'admission [Pa]
Ppro	Pression du réservoir de propane [Pa]
Prej	Pression du réservoir d'échappement [Pa]
AD FC	Durée d'ouverture du signal du codeur de la vanne d'admission [s]
EJ FC	Durée d'ouverture du signal du codeur de la vanne d'échappement [s]
dt	Interframe de PIV [μ s]
τ_p	Temps de réponse d'une particule dans l'écoulement [s]
d_p	Diamètre d'une particule dans l'écoulement [μ m]
ρ_p	Masse volumique des particules d'ensemencement [kg/m ³]
μ	Viscosité dynamique de l'air [Pa.s]
SNR	<i>Signal to Noise Ratio</i>
T_s	Température de surface [K]
q_w	Flux surfacique [MW/m ²]
λ_w	Conductivité de la paroi [W/m/K]
U_i	Composantes (i=1,2) de la vitesse instantanée [m/s]
$\bar{U}_i$	Composantes (i=1,2) de la vitesse moyenne [m/s]
u'_i	Composantes (i=1,2) de la fluctuation de la vitesse instantanée [m/s]
THI	Turbulence homogène isotrope
l_t	Echelle intégrale de la turbulence [m]
Re_k	Reynolds turbulent
ν	Viscosité cinématique [m ² /s]
ε	Dissipation d'énergie cinétique [m ² /s ²]
l_k	Echelle de Kolmogorov [m]
$u'_{i,LF}$	Fluctuation basses fréquences de la vitesse [m/s]
$u'_{i,HF}$	Fluctuation hautes fréquences de la vitesse [m/s]
$R_{u'_i}$	Autocorrélation spatiale de la fluctuation de vitesse [-]
$L_{u'_i,x}$	Echelle spatiale des fluctuations selon x de u'_i , i=1,2 [mm]
$L_{u'_i,y}$	Echelle spatiale des fluctuations selon y de u'_i , i=1,2 [mm]
Q	Energie cinétique de l'écoulement [m ² /s ²]
$\sqrt{u'^2}$	Fluctuation turbulente [m/s]
u'_t	Vitesse de retournement des échelles turbulentes intégrales [m/s]

q	Energie cinétique turbulente [m^2/s^2]
PLIF	<i>Planar Laser-Induced Fluorescence</i>
CARS	<i>Coherent Anti-Stokes Raman Spectroscopy</i>
LITGS	<i>Laser-Induced Thermal Grating Spectroscopy</i>
c_d	Coefficient de débit [-]
S	Section de passage [m^2]
φ_W	Flux instantané 0D échangé par le gaz avec la paroi [MW/m^2]
φ_S	Pertes d'enthalpie 0D à travers les actionneurs.
m_f	Masse de carburant injectée sur le cycle [kg]
m_a	Masse d'air injectée dans la chambre [kg]
I_p	Pouvoir calorifique du carburant (n-propane ou n-décane) [J/kg]
Q_f	Chaleur de combustion ($m_f I_p$) [J]
$\hat{Q}$	Pertes de chaleur normalisée par Q_f [-]
$\hat{m}_i$	Pertes de chaleur par imbrûlés ($\rho Y V_u / m_f$) [-]
$\hat{Q}_w$	Pertes de chaleur cumulée aux parois de chambre [-]
$q_{w,0D}$	Flux thermique 0D [W/m^2]
S_{cc}	Surface de chambre totale [m^2]
m_r	Masse de gaz résiduel à la fermeture de l'échappement [kg]
m_{t_b}	Masse de gaz total dans la chambre à la fermeture de l'admission [kg]
D_r	Dilution en gaz résiduel [-]
t_a	Instant d'ouverture de l'admission [s]
t_b	Instant d'allumage [s]
t_c	Instant de fin de combustion [s]
t_d	Instant d'ouverture de l'échappement [s]
T_{t_a}	Température à l'ouverture de l'admission [K]
T_{t_b}	Température à l'instant d'allumage [K]
v_F	Vitesse de flamme [m/s]
t_{0-10}	Temps caractéristique de la propagation du noyau d'allumage [ms]
t_{10-90}	Temps caractéristique de la propagation libre de la flamme jusqu'aux parois [ms]
OER	<i>Overall Equivalence Ratio</i>
S_b	Vitesse de flamme laminaire étirée dans les gaz brûlés [m/s]
S_u	Vitesse de flamme laminaire étirée dans les gaz frais [m/s]
Σ	Surface de flamme turbulente [m^2]
κ	Etirement [s^{-1}]
S_u^0	Vitesse de flamme laminaire non-étirée dans les gaz frais [m/s]
$\mathcal{L}_u$	Longueur de Markstein dans les gaz frais [m]
Le	Nombre de Lewis
Da	Nombre de Damköhler
τ_t	Temps de retournement turbulent des échelles intégrales [s]
τ_c	Temps chimique de la flamme [s]
Ka	Nombre de Karlovitz
τ_k	Temps de retournement turbulent des échelles de Kolmogorov [s]
S_T	Vitesse de combustion turbulente [m/s]
p_{ex}	Pression d'échappement [bar]
p_{ign}	Pression à l'allumage [bar]

GR	Gaz résiduels
D_{eff}	Dilution effective en gaz résiduel

Liste des figures

Fig. 0-1. Bilan des pertes d'exergie (normalisées par le contenu en exergie du carburant) sur un moteur en croisière représentatif de l'état de l'art en 2015 (OPR = 41.2, BPR = 13.3, SFC = 14.2 mg/Ns) [6].	26
Fig. 0-2. Arrangement d'un moteur à piston dans une turbomachine (partie haute) comparé à une turbomachine traditionnelle (partie bas). Figure adaptée de [9]	27
Fig. 1-1 Efficacité thermodynamique des machines actuelles (MACI en pointillé et turbomachines en traits continus) en fonction de leur puissance respective et de leur champ d'application [21]	34
Fig. 1-2. A : Schéma de principe d'une turbine à gaz mono-cœur mono flux. Les numéros des postes sont ceux classiquement utilisés. B : Cycle de Brayton dans le diagramme pression/volume spécifique ($\gamma=1.35$, Richesse globale=0.33 (ER), Operating Pressure Ratio=8.1 (OPR), PCI=44.2MJ/kg _{fuel}).	35
Fig. 1-3 A. Evolution temporelle du rapport de compression de la partie générateur de gaz pour 587 turboréacteurs. Données issus de l'ICAO [23]. B. Evolution temporelle de la température de turbine fonction des matériaux utilisés (adapté de [24] d'après une communication personnelle de Schafrik R, anciennement directeur du Materials and Process Engineering Department at GE Aviation). C. Exemple de cartographie de rendement du cycle de Brayton d'une turbine à gaz avec efficacité polytropique de 0.9, et prise en compte du refroidissement turbine et capacité calorifique variable (adapté de [22]).	36
Fig. 1-4: A : Comparaison des cycles de Brayton et d'Atkinson-Humphrey dans les mêmes conditions que la Fig. 1-2.B sur un diagramme pression/volume spécifique. B : Comparaison des rendements de cycle pour ER=0.33, calculés sous Cantera pour un mélange n-décane/air, conditions initiales 1 atm et 15°C	37
Fig. 1-5: A. Configuration possible pour un RDE annulaire (adapté de [26]). B. Configuration possible pour un RDE radial.	39
Fig. 1-6. Représentation schématique d'un wave-rotor à combustion interne [13].	40
Fig. 1-7. Montage expérimental du banc atmosphérique SEC à TU Berlin [41].	41
Fig. 1-8: Schéma de principe d'un moteur à combustion interne.	44
Fig. 1-9: A. Cycle d'Otto en diagramme pression/volume spécifique et différences avec le cycle d'Atkinson-Humphrey. Les conditions sont les mêmes que pour la Fig. 1-4. B. Diagramme entropie/température du cycle A.	45
Fig. 1-10: Schéma de principe du Napier 2 (adapté depuis [52])	47
Fig. 1-11: Concept ULTIMATE d'un MACI intégré dans un turbofan [10].	47

Fig. 1-12: A: Turbine à gaz à combustion à volume constant d'Holzwarth. B: Dimensions de la turbine à gaz. C: Détails de la chambre de combustion (l'injection de fuel vue sur la partie A est hors plan). D: Turbine installée à Thyssen & Co (1914) (adapté de [54])	49
Fig. 1-13: A. Schéma de principe de CVCC pour la propulsion spatiale développé par C3 Propulsion [58]. B. Vue d'une implémentation technique [58]. C. Photo du montage de test [59].	50
<i>Fig. 1-14: Schémas des dispositifs d'étude de CCVSP exploités à TU Delft par Vandermeulen (adaptés de [60]). A. Chambre de combustion en injection directe. B. Chambre de combustion d'étude en « pré-mélange » par carburation en amont.....</i>	<i>51</i>
Fig. 1-15. Signal de pression obtenu au centre du prototype de wave-rotor de Nalim et al.[13]	52
Fig. 1-16: Architecture de turbomachine CVC de C.A.L. Bosco (adapté de [61]). A: Vue en coupe avec en partie haute, la CVCC complètement ouverte et en bas complètement fermée. B: Vue en coupe du distributeur rotatif où figure l'agencement des chambres et des lumières d'ouverture de la chambre.....	53
Fig. 1-17 : Architecture de turbomachine CVC de P. Canarelli (adapté de [62]). A: Vue en coupe avec en partie haute, la CVCC complètement ouverte et en bas complètement fermée. B: Vue en coupe du distributeur rotatif où figure l'agencement des chambres et des lumières d'ouverture de la chambre. C. Vue séparée du distributeur rotatif. D : Vue en coupe de la CVCC de E. Guenther (adapté de [63])	54
Fig. 1-18: Vue en coupe de l'architecture de turbomachine CVC de M. Kadenacy [64].....	54
Fig. 1-19: A : Vue en coupe de la CVCC de A.G. Forsyth (adapté de [65]). B : Vue en coupe de la CVCC de J. Semery (adapté de [66]).....	55
Fig. 1-20. Vue en coupe de la CVCC de W.V. Taylor (adapté de [67]).....	55
Fig. 1-21. A: Vue en coupe de la CVCC de Robic [68]. B : Vues en coupe du concept de CVCC de Taliencio et Viguier [71]. C. Vue en coupe de la CVCC de Aguilar [69]. D. Vue en coupe de la CVCC de Macarez [70].....	56
Fig. 1-22. A. Vue conceptuelle (Leyko, 2016 [72]) de l'intégration d'un turbomoteur à 10 chambres de combustion isochore. B. Vues en coupe d'une configuration simplifiée qui permet d'explicitier le fonctionnement du distributeur rotatif radial coaxial.....	56
Fig. 1-23. A: Vue CAO du prototype de CVC étudié à PPrime. B: Modèle de la chambre utilisé pour la LES réactive par Labarrere et al. [15] (figures adaptées de [15]).	58
Fig. 1-24: Champ de vitesse pendant l'admission obtenu par LES, l'échelle est de 0 (blanc) à 100 (noir) m/s. L'admission à gauche et l'échappement à droite (adaptée de [15]). La fenêtre de visualisation permise par le hublot figure en cadre pointillé.	59
Fig. 1-25: A : Variation de la fréquence de cycle de 40Hz à 60Hz sur le prototype de CCVSP à iso-paramètres (adapté de [14]). B : Variabilité de cycle à cycle de la pression maximale de cycle [14].	60

Fig. 2-1: Vue en coupe de la chambre de combustion en configuration 1, linéaire de volume 100×50×50 mm et injection directe propane. Le volume interne du dispositif est en jaune et les crevasses d'assemblage en rouge.....	64
Fig. 2-2: Changement de configuration d'admission/échappement en 0.25 L similaire à ce qui est observé dans la littérature. A : configuration linéaire. B : configuration en point d'angle. C : configuration en point d'arrêt	65
Fig. 2-3: A: Vue en coupe du montage d'étanchéité du volume de chambre (jaune) des flasques et visualisation des volumes de crevasses (rouge). B : Vue des crevasses rajoutées par le sabot et étanchéité des inserts.	66
Fig. 2-4. Les cartouches chauffantes sont surlignées en rouge. A. Vue des 4 cartouches sur la bride d'injection. B. Vue des 2 cartouches sur les petits sabots. C. Vue des 8 cartouches sur la bride d'instrumentation. D. Vue en coupe du montage des cartouches.....	66
Fig. 2-5. Panneau d'admission et position du capteur de pression Prad par rapport au réservoir.	67
Fig. 2-6. Système d'injection de propane et position du capteur de pression Ppro par rapport au réservoir.	68
Fig. 2-7. A. Vue en coupe des vannes rapides (MK10), normalement fermées, utilisées sur CV2. B. Détails des passages de gaz sur la vue en coupe.....	72
Fig. 2-8. A. Ouverture de la vanne pour un TTL de 35 ms. B. Exemple d'ouverture pour différentes durées de TTL.	73
Fig. 2-9. Comparaison entre un signal mesuré et un signal reconstruit de manière systématique pour un TTL de 35 ms (cas de la Fig. 2-9.A)	74
Fig. 2-10. A. Montage des dissipateurs à eau sur la vanne d'échappement et disposition des mesures à l'échappement. B. Comparatif de l'intégration du siège en cuivre recuit (réalisé en interne) par rapport à un siège standard neuf.....	75
Fig. 2-11. A. Plan en coupe de la tête d'un injecteur Orbital Synerject (adapté de [79]). B. Profil d'ouverture (adapté des mesures par réflexion IR de Malheiro [78]) pour une ouverture demandée de 10 ms.	76
Fig. 2-12. A. Dimensions de l'injecteur Bosch HDEV-5.1 en mm. Vue de l'injecteur [80]. C. Calibration du débit d'injection en n-décane par mesure intégrale à 49.6 ± 0.1 bar.....	77
Fig. 2-13. A. Courant de commande du contrôleur mesuré aux bornes de l'injecteur pour un TTL de 3 ms. Vues dans le plan du connecteur (B) et dans le plan à 90° (C) d'une injection de n-décane (50 bar) à 5 ms après la commande.	78
Fig. 2-14. A. Visualisation de la position des points de mesure en PDI et D_{32} associé à la position. B. Histogramme de diamètre sur l'ensemble des gouttes mesurées en chaque position (A-F) (70 injections de 7 ms à 10 Hz).	79

Fig. 2-15. A. Evolution de la vitesse moyenne des gouttes en fonction de l'instant de mesure aux points A à C de mesure PDI. B. Visualisation d'ombroscopie d'injection correspondante.....	79
Fig. 2-16. Signal de courant et de tension pour deux allumages réussis à 32.5 ms (A) et 19 ms (B). C. Visualisation directe de la chimiluminescence pendant deux allumages réussis à 19 ms (cycle primaire) et 32.5 ms (cycle secondaire). L'anode de la bougie est vue du dessus et matérialisée en blanc sur l'image.....	80
Fig. 2-17. Schéma explicatif du fonctionnement d'une sonde lambda large bande (Bosch LSU 4.9) (adapté de la documentation technique Bosch)	85
Fig. 2-18. A. Signal de pression d'échappement (PLE) et signal de mesure lambda (richesse) pour une séquence en n-décane liquide.	86
Fig. 2-19. A. Photo du montage de PIV (la nappe laser est superposée). B. Tomographie par diffusion de Mie des gouttelettes d'huile de pépin de raisin dans l'écoulement (image brute d'acquisition de PIV).	87
<i>Fig. 2-20. Délai variable utilisé et incertitude de vitesse associée.....</i>	<i>89</i>
<i>Fig. 2-21. Tomographie de Mie (image brute d'acquisition PIV) des 10/12 cycles d'une séquence réactive (propane-air). Les temps sont relatifs au début du remplissage.</i>	<i>91</i>
<i>Fig. 2-22. Champs de déplacement et d'incertitude de PIV à différents instants d'un cycle réactif propane-air et distribution de probabilité de l'incertitude associée.</i>	<i>93</i>
Fig. 2-23. Champs de vitesses instantanés (A), moyen (B), basse fréquence (C) et haute fréquence (D) à 17.5 ms, pendant le remplissage.	96
Fig. 2-24. Composante du champ de vitesse selon x à 17.5 ms (ux') (A) et échelles calculées respectivement aux directions x (B) et y (C) de ux' . Evolutions temporelle des distributions de probabilité cumulée et de la valeur moyenne de l'échelle Lux', x sur la chambre sur un cycle non-réactif (D). Evolution temporelle des moyennes des 4 longueurs caractéristiques de turbulence calculées sur un cycle réactif (E).....	97
Fig. 2-25. A. Logigramme du modèle 0D développé. Les parties en jaune sont décrites plus en détail dans le texte pour le calcul des propriétés échangées et en Fig. 2-26 pour la combustion. B. Schéma des objets représentés dans le modèle 0D.....	102
Fig. 2-26. A. Logigramme de propagation de flamme isochore. B. Schéma par étapes, rapportées sur le logigramme, de la combustion par tranche.....	103
Fig. 2-27. Logigramme d'ajustement des variables de modèle pour parfaire la correspondance des signaux de pression 0D aux signaux de pression expérimentaux. L'indice CC correspond à la chambre et les A(N) aux 3 actionneurs représentés en Fig. 2-25.	105
Fig. 2-28. Comparaison des signaux expérimentaux et 0D de pression d'air (A) et de propane (B) sur une séquence. Essai 169.....	106

Fig. 2-29. Comparaison des signaux de pression expérimentaux et 0D des cycles 1 à 4 sur la partie remplissage du cycle jusqu'à l'allumage (0-32.5 ms). Essai 169 – propane-air.	106
<i>Fig. 2-30. Partie combustion du cycle (32.5 ms – t_{100}). Détermination du temps de combustion et comparaison des signaux de pression expérimentaux et 0D pendant la combustion sur les cycles 2 à 4 de l'essai 169 (propane-air). $kCC = 6$.</i>	<i>107</i>
Fig. 2-31. Partie isochore et d'échappement (t_{100} -125 ms). Essai 169 cycles 2 à 4.....	108
Fig. 2-32. Comparaison entre les pressions de réservoir et de ligne d'échappement expérimentales et 0D. Essai 169 cycles 2 à 4.	109
Fig. 3-1. Signaux expérimentaux de pression dans les réservoirs et la chambre et température de paroi chambre sur une séquence de 12 cycles dans la configuration de référence.....	114
Fig. 3-2. A. Signaux de pression (exp.), masse volumique (0D) et température (0D) associés à la séquence de la Fig. 3-1. B. Zoom sur les cycles 2 et 3.....	115
Fig. 3-3. A. Signaux de pression de 70 cycles (cycles 2 à 12) issus de 7 séquences répétées de la condition de référence superposés à leur moyenne d'ensemble. B. Déviation standard d'ensemble associée à la moyenne d'ensemble de la Fig. A.	118
Fig. 3-4. Signaux des actionneurs (vannes, injecteurs et allumeur), de pression, de température et de flux pour un cycle. Les différentes phases, A : admission et mélange, B : combustion, C : refroidissement isochore, D : échappement.....	120
Fig. 3-5. Comparaison des signaux de pression instantanés expérimentaux au signal de pression obtenu par LES sur deux cycles consécutifs.....	123
Fig. 3-6. Aérodynamique de remplissage : A. Champs de vitesse expérimentaux pendant le remplissage du cycle 2. B. Champs de vitesse obtenus par LES aux instants correspondants. Les vortex générés par le jet pendant l'admission sont figurés. C. Profils de vitesse expérimentale et LES en 4 points dans la chambre en condition non-diluées (cycles 1 et 2).	124
Fig. 3-7. A. Résolution du champ de vitesse et du nombre de Mach local dans les volumes internes de la chambre par LES, à 12.5 ms (pic d'ouverture de la vanne), pendant le remplissage.	126
Fig. 3-8. Evolution du champ de vitesse instantané et des lignes de courant (noir) et détail de la transition laminaire/turbulente dans les zones basses vitesses (ligne pointillée rouge) pendant les premiers instants d'un remplissage (mesures PIV sur un cycle non-réactif).	127
Fig. 3-9. Evolution de l'énergie cinétique totale (Q) et de turbulence (q) de l'écoulement (A) et de leur rapport (q/Q) (B) pendant et après le remplissage.....	128
Fig. 3-10. Champs 3D de fraction de propane Y dans la chambre à différents instants pendant le remplissage et le mélange jusqu'à l'instant d'allumage (32.5 ms), l'injection démarre à 10 ms. Les 4 injecteurs sont en orange sur la première figure.....	129

Fig. 3-11. Champs 3D (haut) et vue en coupe dans le plan médian de la température pendant le remplissage d'un cycle secondaire aux mêmes instants que ceux pris pour la richesse (Fig. 3-10)	130
Fig. 3-12. Evolution de température, masse volumique et pression moyenne 0D pendant le remplissage (phase A). Les cycles correspondent à ceux numérotés sur la Fig. 3-1.	131
Fig. 3-13. A. Visualisation par caméra rapide sur le spectre visible de la chimiluminescence de la flamme lors de la combustion d'un cycle dilué. B. Signal de pression, de sa dérivée temporelle et de flux de chaleur à la paroi associé à la visualisation A. C. Disposition de la caméra par rapport à la chambre. Le temps est ici repéré par rapport à l'instant d'allumage.	132
Fig. 3-14. Comparaison entre la visualisation du champ de température 3D (A) et la chimiluminescence du cycle Fig. 3-13 (B).	134
Fig. 3-15. Surface de propagation intégrée par visualisation directe de la chimiluminescence (A), par LES (iso-contour à 1500 K, la zone orange est la surface de contact gaz brûlés/parois) (B) et tomographie de flamme (C) obtenues par PIV et LES ($T > 1500$ K) (D) dans le plan d'allumage.	136
Fig. 3-16. Représentation idéale de la propagation : évolution d'une surface sphérique (A) et de son volume spécifique associé (B) dans un parallélépipède rectangle pour différentes positions d'allumage de l'évolution de la surface de contact entre les gaz brûlés Sb et la paroi (C) et du rapport de surface de flamme idéale à cette surface de contact (Σ/Sb) (D). Les coordonnées des différents points d'allumage sont données dans le repère $[y,x,z]$	138
Fig. 3-17. Evolution de température, masse volumique et pression moyenne 0D pendant la phase C. Les cycles correspondent à ceux numérotés sur la Fig. 3-1.	139
Fig. 3-18. Profils de température, masse volumique et pression moyenne 0D pendant l'échappement (phase D). Les cycles correspondent à ceux numérotés sur la Fig. 3-1.	140
Fig. 3-19. Champs instantanés de température LES dans le plan d'allumage à 62.5 ms, 90 ms et 125 ms pendant et à la fin de la phase d'échappement.	141
Fig. 3-20. Tomographie de Mie à différents instants dans l'échappement.	141
Fig. 4-1. Evolution temporelle de la moyenne d'ensemble cyclique de la vitesse instantanée et de la fluctuation turbulente proche du point d'allumage.	149
Fig. 4-2. A. Séquence de cycles (1 à 12) à richesse 0.87 et allumage 19 ms. B. Zoom sur la partie des cycles 3 à 12 de la séquence A.	150
Fig. 4-3. Variation du taux de réussite des cycles dilués (A), frais (B) et taux de réussite global (C) en fonction de l'instant d'allumage, pour 3 richesses globales différentes OER (0.87 ± 0.10 , 0.72 ± 0.05 , 0.60 ± 0.04). Les barres correspondent à la variation associée à ± 1 cycle rapporté à la statistique présentée en Table 0-3.	151
Fig. 4-4. Visualisation directe de la chimiluminescence (375-675 nm) de combustion pour deux cycles dilués (allumage à 19 ms (c) et 32.5 ms (a)) et un cycle frais (b), OER = 0.87.	153

Fig. 4-5. Diagramme de Borghi pour un cycle frais et un cycle dilué ($OER = 0.87$) en fonction de l'état de la turbulence à différents instants d'allumage.....	156
Fig. 4-6. Variation isotherme de la vitesse (a) et de l'épaisseur (b) de flamme laminaire en fonction de la dilution massique en gaz brûlé résiduel, relative à la valeur à $D_r = 30\%$ (température $T = 380\text{ K}$ et une pression $p = 3.5\text{ bar}$). Le résiduel est supposé à l'équilibre chimique à la température T (détail en Annexe L).	157
Fig. 4-7. Evolution des temps caractéristiques t_{10-90} moyens des signaux de pression de combustion des cycles primaires (B) et secondaires (A) en fonction de l'instant d'allumage et pour 3 conditions de richesses. Les barres correspondent à l'écart type à la moyenne.	157
Fig. 4-8. Evolution de la racine carrée de la vitesse fondamentale de flamme normalisée en fonction de la dilution en gaz brûlé résiduel en masse (courbe Fig. 4-6).....	158
Fig. 4-9. Chimiluminescence à différents instants de plusieurs réalisations de cycles primaires ($OER = 0.87$, allumage à 19 ms).	159
Fig. 4-10. Variabilité cyclique de la durée de propagation (t_{10-90}) relative à la durée d'allumage (t_{0-10}).....	160
Fig. 4-11. Probabilité d'allumage d'un mélange propane-air (5.2% en volume de propane soit $ER=1.3$) aux conditions normales de pression et température atmosphériques. La zone de recoupement de réussite et d'échec est surlignée en rouge (adapté de [143]).	161
Fig. 4-12. Evolution de l'énergie d'allumage en fonction de la richesse, pour différentes pression (mélange propane-air) (adapté de [150])	162
<i>Fig. 4-13. Domaine d'inflammabilité délimité par les courbes de $t_{\text{étincelle}}/t_{\text{flamme}} = f(q_{\text{étincelle}}/q_{\text{flamme}})$ minimales pour différents rapports normalisés (u/Su). La zone bleu correspond au domaine d'extinction pour $u/Su = 6.25$ et la zone rouge, au domaine d'allumage réussi (adapté de [118]).</i>	<i>163</i>
<i>Fig. 4-14. Exemple de raté d'allumage observé en tomographie de Mie lors d'acquisition de PIV. Le champ de vitesse résultant de la PIV est superposé à l'image. Le volume de gaz brûlés associés au noyau de gaz brûlés générés pendant l'allumage est suivi alors qu'il est convecté et son contour est surligné en rouge.</i>	<i>164</i>
Fig. 4-15. Variabilité des champs de vitesse obtenus par PIV à l'allumage. La topologie de l'écoulement dans le plan de PIV, respective à chaque cycle, est schématisée en dessous. La flèche rouge correspond à la position de l'échappement et la flèche bleue, à celle de l'admission. Allumage à 21 ms , $OER = 0.87$	165
Fig. 4-16. Evolution de la vitesse moyenne dans une zone de $1.8 \times 3.6\text{ mm}$ proche de la bougie côté admission (A) et échappement (B) des cas de la Fig. 4-15.....	166
Fig. 4-17. Vitesse simultanée moyenne proche de la bougie mesurée lors d'une réussite/échec d'allumage à 19 ms , $OER = 0.87$. Les cycles primaires (bleus) sont légèrement décalés des cycles secondaires (rouges) sur l'échelle verticale pour plus de lisibilité.	167

Fig. 4-18. Variation de la richesse spatiale en une maille au point d'allumage, et en moyenne spatiale locale (sphère de 3 mm de diamètre) sur plusieurs cycles LES en fonction de l'instant d'allumage. Les barres correspondent à la RMS spatiale associée au calcul de la moyenne sur la sphère.	168
Fig. 4-19. Densité de probabilité cumulée de vitesse proche du point d'allumage pour différents instants (12.5 ms - 32.5 ms). Le domaine d'allumage est surligné en rouge clair.	169
Fig. 4-20. Intersections des probabilités d'allumage superposées à leur CDF de vitesse respective. Pour richesses 0.6 et 0.87.	170
Fig. 5-1. Disposition de l'injecteur liquide dans la chambre (a) et visualisation en tomographie de MIE sans ensemencement en huile d'une injection au repos dans la chambre (b) et de l'interaction (d) lors de l'admission d'air avec l'aérodynamique (c).	178
Fig. 5-2. Evolution temporelle de l'interaction du spray avec l'écoulement du début de l'injection jusqu'aux premiers instants d'allumage documentés.	179
Fig. 5-3. Visualisations de la chimiluminescence de combustion en n-décane liquide pour des cycles secondaires correspondants à trois instants d'allumage différents (a) (exposition 125 μ s), OER = 0.9. Signaux de pression associés aux visualisations (b).	180
Fig. 5-4. Evolution du signal de pression en fonction de la pression d'échappement (0.5 à 2 bar) à OER = 0.9 et pression initiale 4 bar. Pour chaque condition figure un cycle instantané (trait continu), le cycle moyen (pointillés) et l'écart type d'ensemble (zone) sur 10 cycles adjoints au cycle instantané, et les profils moyens de section d'admission et d'échappement.	181
<i>Fig. 5-5. Ecart relatif des propriétés de combustion (Table 5-1) par rapport aux propriétés à 1.0 bar.</i>	<i>182</i>
Fig. 5-6. Pertes thermiques moyennes et déviation d'ensemble pour chaque phase des cycles (séquences de la Fig. 5-4) et pertes totales et pertes isochores associées. Les valeurs sont en % de l'énergie totale associée à la masse de carburant injectée comme défini en Eq. 3.1.	184
Fig. 5-7. Cycles moyens (pointillés), écart-type d'ensemble (zone transparente) et cycle instantané pour un cas optimisé (bleu) et un cas non optimisé (rouge). Les phases (A-E) pour chaque condition figurent en bandes au-dessus.	186
Fig. 5-8. A. Moyenne et écart-type des pertes d'énergie sur le cycle optimisé et le cycle non-optimisé. B. L'instant d'échappement à 5 % d'ouverture est repéré sur les courbes par des marqueurs.	187
Fig. 5-9. Diagrammes pression/volume spécifique (A) et température/entropie (B) des cycles instantanés optimisés (trait continu) et non-optimisé (trait pointillé), de cycle idéal à détente adiabatique et idéaux à combustion et détente adiabatique	189
Fig. 5-10. Evolution de la température à l'allumage en fonction de la température du résiduel et de la dilution du cycle en résiduel, pour une variation du refroidissement cumulé et de la pression	

d'échappement. Les points associés à la variation de pression expérimentale (Fig. 5-4) sont figurés à titre indicatif.	190
Fig. 5-11. Cartographie de la vitesse de flamme (B) et de l'épaisseur de flamme (A) laminaire en fonction de la dilution en résiduel et de la température à l'allumage, obtenues pour une variation de pression d'échappement (0.5-1.75 bar) et de pertes de chaleur pendant la combustion (0-100%). Conditions initiales issues de la Fig. 5-10.....	191
Fig. 5-12. Comparaison de la configuration d'admission boostée avec l'ouverture sur le prototype CVC (40Hz) et la vanne rapide actuelle (A). Comparaison entre l'évolution des signaux de pression 0D avec un échappement optimisé (section $\times 3$, temps d'ouverture divisé par 2 et positionnée de manière optimale à la fin de la combustion) et ceux d'un signal normal (séquence similaire à celle de la Fig. 5-8).	193
Fig. 5-13. Extrapolation pour une température de paroi de 1000 K du signal de pression et de température 0D dans la chambre pour le cas de référence expérimental (paroi à ~ 400 K)	194
Fig. 5-14. Comparaison entre des cycles moyens 0D à l'échappement optimisé et à une température de paroi de 1000 K, par rapport à la configuration expérimentale.	195
Fig. 5-15. Pertes d'énergies des différentes phases du cycle en fonction de la température de paroi (400 et 1000 K)	196
Fig. 5-16. Champs 3D et vue en coupe avant et pendant le remplissage (extrait de la Fig. 3-11) d'un cycle secondaire en combustion de propane/air à froid.....	197
<i>Fig. 6-1. Séquence en injection directe de propane gazeux avec des cycles (6, 10 et 12) qui présentent un rallumage pendant et à la fin du remplissage. La fréquence de cycle est de 10 Hz.</i>	203
Fig. 6-2. Visualisation par chimiluminescence directe et signal de pression associés de cycles représentatif des 3 comportements de combustion observés sur les cycles rallumés (A-C). Le cycle O est un cycle à allumage commandé donné pour référence. A et B correspondent aux cycles 4 et 6 de la Fig. 6-1.....	205
Fig. 6-3. Signaux de dérivée de pression bruts (A) et recalés (B) pour les cycles A à C de la Fig. 6-2. Les instants des images de la Fig. 6-2 sont rapportés en points sur les courbes de dérivée de pression.	206
Fig. 6-4. Evolution des signaux de pression relatifs (A), du maximum de la dérivée de pression (B), du temps de combustion (t_{5-95}) (D) et du maximum de pression atteint (C) sur 30 cycles qui brûlent par rallumage classés en fonction du temps nécessaire à atteindre le t_5 à partir du SOI (t_5 -SOI). Les points blancs correspondent aux cycles de la Fig. 6-1.....	207
Fig. 6-5. Evolution temporelle (extrait de la LES) de la température, dans le plan médian de la chambre et dans le plan des injecteurs proches de l'admission, pendant le début du remplissage (à 12 ms, $p = 1.8$ bar).....	211

Fig. 6-6. Evolution du signal IR pendant le remplissage sur un cycle en condition similaire à celui de la Fig. 6-5. Le rond fixe en bas à droite correspond à une différence d'émissivité du dépôt silicone utilisé pour limiter la dérive du capteur de pression 607C et les points fixes au centre correspondent à la bougie (céramique et résidu de peinture utilisée pour la PIV).....	212
Fig. 6-7. A. Tomographie par diffusion de Mie pendant un cycle sans rallumage au réglage de séquence de la Fig. 6-1. L'échelle de niveau de gris est la même à tous les instants (0-800). B. Evolution en fonction du temps de la moyenne des niveaux de gris à plusieurs positions dans la chambre (moyenne sur la bande rouge).	212
Fig. 6-8. Evolution temporelle à partir du SOI de l'intersection (bleu) entre l'isosurface 750 K (rouge) et le volume pour lequel $Y_f \geq 1\%$	213
Fig. 6-9. Coupe du champ de vitesse LES (échelle logarithmique) pendant le remplissage (du SOI à SOI+2.5 ms) et résultats similaires obtenus en PIV en cycle inerte en condition similaire. .	214
Fig. 6-10. Visualisation infrarouge prise aux mêmes instants juste avant le remplissage, pour 10 cycles réactifs successifs (d'en haut à gauche à en bas à droite).	215
Fig. 6-11. Evolution des délais d'auto-inflammation pour des mélanges propane-air-résiduel, d'une dilution, richesse et pression initiale variable.	216
Fig. 6-12. Evolution de la température d'auto-inflammation, associée à un délai de ~ 2.5 ms, en fonction de la dilution et de la richesse du mélange.....	217
Fig. 6-13. A. Visualisation directe de la chimiluminescence directe d'un cycle à rallumage en injection directe de n-décane liquide. B. Evolution du signal de pression du cycle précédent le rallumage, et du rallumage. En pointillé figure le signal de pression inerte pour référence.....	219
Fig. 0-1. Diagramme p-v pour un cycle thermodynamique arbitraire finissant par un processus à pression constante (adapté de [31]).	230
Fig. 0-2. Diagramme p-v d'un cycle de Brayton	231
Fig. 0-3. Diagramme p-v d'un cycle d'Humphrey	233
Fig. 0-4. Mesure des volumes de la chambre par mise en eau	236
Fig. 0-5. Transmission spectrale des hublots en silice 7980 KrF [164].....	237
Fig. 0-6. Dispositif de mesure optique de la levée de soupape de la vanne	238
Fig. 0-7. Cinématique d'ouverture de la vanne, le grandissement est de 0.016 mm/px	238
Fig. 0-8. Mesure optique de la levée comparée au profil interpolé et au TTL de commande électrique.....	239
Fig. 0-9. Montage de mesure de la masse débitée par les injecteurs.....	240
Fig. 0-10. Evolution de la masse moyenne injectée par pulse en fonction de la durée d'injection. L'incertitude est dans l'épaisseur du point.....	241

Fig. 0-11. A. Signal de pression d'air pour une séquence de 12 cycles consécutifs à 10 bar de pression génératrice surposé aux créneaux du fin de course de la vanne (noir) et aux relevés des chutes de pression (rouges). B. Transformée de Fourier du signal de pression.	244
Fig. 0-12. A. Signal de pression de propane pour une séquence de 12 cycles consécutifs à 6 bar de pression génératrice superposé aux créneaux de commande des injecteurs (noir) et aux relevés des chutes de pression (rouges). B. Transformée de Fourier du signal de pression (injection de 7.5 ms).	245
Fig. 0-13. A. Signal de pression différentielle brut (bleu) et filtré (noir) (filtre de Notch à 192 Hz et 50 Hz). B. Zoom sur la figure A. (injection de 8 ms).....	246
Fig. 0-14. Cartographie d'incertitude sur la richesse moyenne d'une séquence en propane de 12 cycles. Les iso-lignes noires correspondent à la richesse du mélange.	247
Fig. 0-15. Courbes de conversion $\lambda=f(V)$, $I_p=f(\lambda)$ et $\alpha=f(p)$ où $I_p(I_{p0,p}) = I_{p0}(V)/[1-\alpha(p)]$ utilisées pour la partie pauvre.....	248
Fig. 0-16. Montage de l'ensemenceur (a) et détail de la buse venturi (b) avec schéma de principe.	249
Fig. 0-17. Distribution de taille de gouttes obtenues par PDI sur l'ensemenceur venturi utilisé pour les mesures de PIV.....	250
Fig. 0-18. Influence de la largeur du domaine sur la vitesse (A) et l'épaisseur (B) laminaire de flamme	252
Fig. 0-19. Comparaison du schéma USC Mech Version II compilé aux résultats de la littérature [129], [166]–[168] en fonction de la richesse pour un mélange propane-air 1 atm et 300 K et pour un mélange propane-air dilué à 20 % en CO ₂ comme défini dans [129].....	253
Fig. 0-20. Comparaison entre les délais d'autoinflammation de Gallagher et al. [170], du calcul basé sur le mécanisme de Sandiego ajusté (voir détails dans [161]) obtenus à 30 bar pour un mélange stœchiométrique propane-« air ».....	256
Fig. 0-21 Vues du maillage (grossier) du volume de la chambre CV2 utilisé en LES [106].....	260

Liste des tables

Table 3-1 Valeur moyenne et déviation des paramètres initiaux critiques au transfert de masse : pression des réservoirs d'admission (Prad), de propane (Ppro), d'échappement (Prej) et durée associée aux codeurs des vannes d'admission (AD FC) et d'échappement (EJ FC)	119
<i>Table 3-2. Masse, température, dilution et bilan d'énergie des cycles de la séquence de la Fig. 3-1 obtenus par analyse 0D. Le bilan distingue les phases d'admission (A), de combustion (B) où l'on distingue les pertes imbrûlées mi des pertes de chaleur aux parois, la phase de refroidissement isochore post-combustion (C) et la phase d'échappement (D). La moyenne et l'écart type sont calculés sur les cycles secondaires uniquement.....</i>	<i>121</i>
Table 4-1. Exemple de matrice binaire associée à la séquence de la Fig. 4-2 utilisée pour le calcul des probabilités distinctes	150
<i>Table 4-2. Masses, températures résiduelles Tta, et à l'allumage Ttb et dilutions obtenues par 0D des cycles de la séquence de la Fig. 4-2.</i>	<i>152</i>
<i>Table 4-3. Limite statistique moyenne en vitesse pour un OER = 0.6 et 0.87 en cycles primaires et cycles secondaires. Pour les cycles primaires, on donne le majorant de la dilution estimé par 0D (inférieure à 12 %).</i>	<i>170</i>
<i>Table 5-1. Propriétés moyennes et écart-type d'ensemble sur les séquences (une par condition) de la Fig. 5-4. L'écart-type sur la pression initiale n'est pas figuré et reste inférieur à 3 %. .</i>	<i>182</i>
Table 5-2. Propriétés moyennes et déviation d'ensemble des séquences non-optimisée et optimisée associées à la Fig. 5-7	186
Table 5-3. Influence de la température de paroi sur les propriétés moyennes (et écart type d'ensemble) des cas optimisés et non optimisé en échappement (expérimentaux) pour 2 températures de paroi des Fig. 5-12 à 14).	194
<i>Table 6-1. Caractéristiques calculées par 0D et temps de combustion des cycles de la séquence de la Fig. 6-1. L'allumage (ign) est qualifié de raté (0), succès à l'étincelle (1) ou rallumage (R). Le t_{0-10} des cycles à rallumage sont négatifs car calculés par rapport à l'instant d'étincelle Tta et Ttb correspondent aux températures respectivement avant (a) et après (b) le remplissage.....</i>	<i>204</i>
Table 0-1. Synthèse des incertitudes sur la richesse moyenne d'une séquence de 12 cycles calculée par mesure de pression	247
Table 0-2 Evolution du diamètre moyen en fonction de la pression amont de l'ensemenceur..	249
Table 0-3. Données associées à la Fig. 4-3 : variation du taux de réussite des cycles dilués, frais et taux de réussite global en fonction de l'instant d'allumage, pour 3 richesses globales OER (Fig. 4-3).....	251
Table 0-4. Résumé des temps caractéristiques du signal de pression de combustion	251

Liste des tableaux

Tableau 1-1. Implémentations techniques des phases du cycle d'Atkinson-Humphrey dans un MACI et dans une turbomachine CVC.....	43
Tableau 1-2: Synthèse des configurations de chambre rencontrées dans la littérature des brevets : rapport d'allongement, date de publication, configuration et système d'A/E.....	57
Tableau 2-1: Résumé de l'instrumentation utilisée sur le dispositif CV2.	69
Tableau 2-2 : Résumé de la résolution possible de la richesse, de l'information rapportée et de la plage d'incertitude associée	84

« Wait until we have worked on
it for a while ; we will soon
design the simplicity out of it ! »

E.W. Hives (Rolls Royce) ¹[1]

¹ Remarque de E.W. Hives (Rolls Royce) à F. Whittle

Introduction

Simultanément développée dans les entreprises visionnaires de l'anglais F. Whittle et de l'allemand H. von Ohain, la turbomachine a progressivement remplacé les moteurs à piston de la plupart des avions d'abord militaires puis civils. Sur ces machines, la consommation spécifique est initialement dégradée par rapport au moteur à piston, au profit d'un rapport poids/puissance alors sans précédent, ce qui permet d'élargir grandement l'enveloppe de vol des appareils. Le potentiel d'application des turbomachines à l'aéronautique a suscité dans la deuxième moitié du XX^e siècle un développement technique et scientifique formidable ce qui a permis l'essor du transport aérien. Ces développements ont permis une progression considérable de la fiabilité² et de la consommation spécifique qui a été rendue possible par des avancées majeures dans tous les domaines de l'ingénierie associés (métallurgie des alliages, éléments finis, CFD pour la thermique, aérodynamique et combustion, etc.).

Aujourd'hui ces systèmes ont atteint un niveau de maturité technique élevé qui laisse une place très réduite à l'optimisation continue [2][3][4]. Dans ce contexte et pour répondre à la problématique actuelle et omniprésente d'un développement durable et d'une augmentation du trafic aérien, les contraintes sur le développement des futurs moteurs sont plus élevées que jamais. A horizon 2050, l'autorité européenne ACARE envisage sur les appareils civils une réduction très ambitieuse de 75 % des émissions de CO₂ et de 90 % des émissions de NO_x par rapport à un appareil certifié dans les années 2000 (objectifs SRIA 2050 voir [5]). La réduction des émissions de CO₂ correspond à une réduction de la consommation spécifique (SFC) du même ordre. Un bilan d'énergie réalisé sur un moteur récent (état de l'art de 2015) fait état des pertes de travail potentiel, i.e. d'exergie, aux différents postes de la machine [6][7] (voir Fig. 0-1). Ce bilan permet d'évaluer le potentiel de récupération d'énergie et donc la marge de progression possible de la SFC.

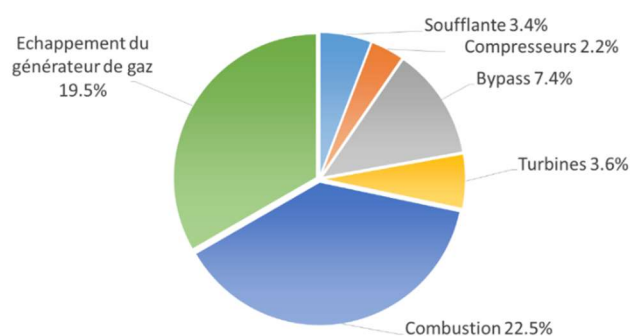


Fig. 0-1. Bilan des pertes d'exergie (normalisées par le contenu en exergie du carburant) sur un moteur en croisière représentatif de l'état de l'art en 2015 ($OPR = 41.2$, $BPR = 13.3$, $SFC = 14.2 \text{ mg/Ns}$) [6].

² Pour référence, la durée entre deux maintenances complètes (*Time Between Overhaul*) des premières turbomachines était seulement d'une centaine d'heures (la TBO du W.2 était à 180 h [175, p. 222]) alors qu'un moteur actuel dépasse allègrement les milliers voire la dizaine de milliers d'heures (la TBO d'un CFM56-3 peut dépasser les 28 000 h [176]).

L'optimisation continue a permis de largement réduire les pertes au niveau du compresseur et de la turbine ($< 5\%$). Les postes où les pertes d'exergie sont les plus importantes sont la combustion (22.5%), l'échappement du générateur de gaz (19.5%) et le *bypass* (7.4%). La synthèse descriptive du projet européen ULTIMATE (*Ultra-Low emission Technology Innovations for Mid-Century Aircraft Turbine Engines*), qui implique l'ensemble des motoristes européens (MTU, SAFRAN, Rolls-Royce), adresse chacun de ces points en proposant des solutions de développement à long terme (2025-2050) qui sont discutées ci-après [6]. Pour réduire les pertes du *bypass*, des solutions déjà existantes à haut niveau de TRL comme l'open-rotor permettent déjà d'obtenir des gains significatifs. Pour l'échappement, la perte est principalement associée à la température des gaz en sortie de turbine ($\sim 800\text{ K}$) qui pourrait être exploitée pour générer un travail additionnel. Pour récupérer cette énergie, les auteurs considèrent l'utilisation d'un échangeur à l'échappement pour réchauffer un fluide dont la chaleur est transportée ailleurs dans le moteur afin d'être ensuite convertie en travail dans un cycle de Rankine [8]³. L'utilisation d'*intercooler* sur le compresseur peut aussi être envisagée pour permettre d'augmenter le taux de compression, c'est-à-dire, à iso-température de turbine, de réduire la température finale de détente donc les pertes à l'échappement [6]. Pour la combustion, la perte est, pour une partie, intrinsèque à la nature isobare de la combustion qui a lieu dans les chambres de combustion actuelles. Le potentiel de travail d'un cycle à combustion isobare est notoirement inférieur à celui d'un cycle à combustion isochore.

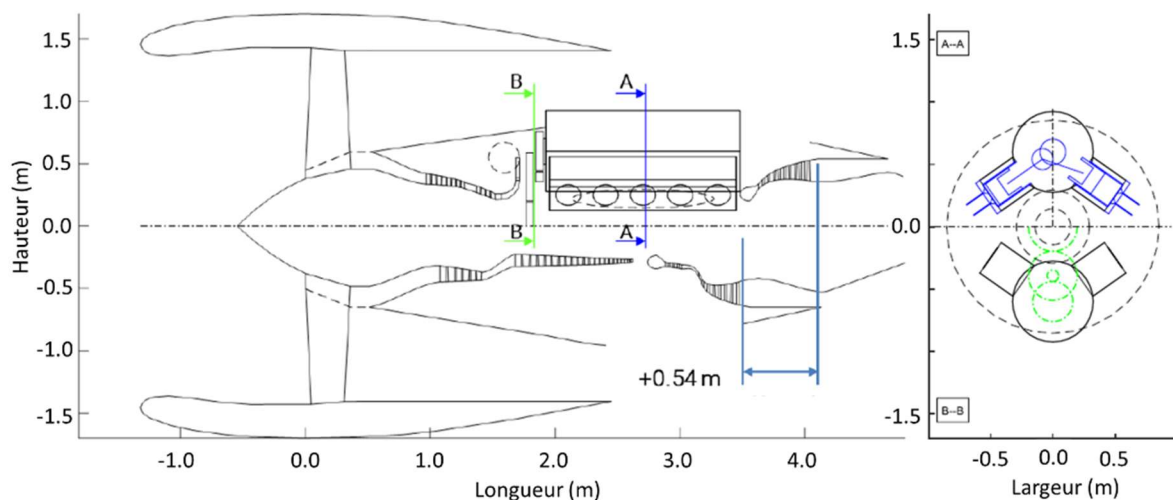


Fig. 0-2. Arrangement d'un moteur à piston dans une turbomachine (partie haute) comparé à une turbomachine traditionnelle (partie bas). Figure adaptée de [9]

Aussi ULTIMATE propose de reconsidérer l'intégration d'une combustion à gain de pression dans un moteur aéronautique. Leur étude sur des cas d'intégration de moteurs à piston diesel (voir Fig. 0-2), suggère une réduction possible de SFC de 17.5% en croisière et une réduction d'émission des NO_x compatible avec les objectifs SRIA 2050 [10]. Pour chacune de ces solutions, il existe un compromis entre l'augmentation de la masse du moteur (open-rotor, intercooler,

³ Les auteurs décrivent un système qui se réfère à une cogénération souvent nommé *bottoming cycle* basée sur l'utilisation de R245fa. Le calcul évalue la réduction de SFC à environ 2.3% pour une augmentation de la masse du moteur de 430 kg .

bottoming cycles, pistons) et une réduction de sa SFC, et il apparaît évident que leur intégration nécessitera des évolutions en rupture de l'architecture actuelle de la turbomachine (voir l'exemple en Fig. 0-2). Qui plus est, cette description n'est pas exhaustive et les concepts proposés se basent sur un état de l'art déjà avancé pour la nécessité, notamment, d'évaluer la masse des dispositifs.

L'étude associée au projet ULTIMATE montre que les solutions de combustion à gain de pression à piston nécessitent une augmentation conséquente de la masse du moteur [10][9]⁴. Aussi d'autres solutions de plus bas TRL, pour lesquelles la combustion à volume constant pourrait être réalisée (ou approximée) sans la nécessité d'utiliser de piston, sont activement prospectées. C'est le cas des chambres à détonation rotative [11], de la *shockless explosion* [12], du *wave-rotor* [13], ou des chambres de combustion à volume constant sans piston [14][15]. L'intégration de ces nouvelles chambres de combustion dans un moteur aéronautique nécessite une cartographie extensive de leurs domaines de stabilité et de performances respectives. De plus, la simulation s'inscrit aujourd'hui pleinement dans les phases d'avant-projet et permet de réduire de manière considérable le nombre d'itérations nécessaires à l'obtention d'un prototype fonctionnel. Il existe donc, en plus du besoin d'établir la faisabilité expérimentale de ces chambres, la nécessité de développer les modèles numériques appropriés pour reproduire avec fidélité et à une échelle de temps industrielle la physique associée.

Dans ce contexte, la chaire CAPA, un programme de recherche ANR-SAFRAN Tech-MBDA France porté par l'Institut Pprime, propose l'étude d'aspects fondamentaux de la détonation rotative [16][17] et de la combustion à volume constant (CVC) en chambre à valve sans piston [18]. Pour la CVC, l'étude d'un prototype de chambre préalable à la chaire a permis de mettre en évidence un certain nombre de ces processus élémentaires. Dans ces chambres, l'allumage et la propagation d'une flamme se réalisent dans un milieu fortement turbulent, stratifié et présentant des hétérogénéités de température et de composition [14][15][19][20]. L'exploitation du prototype pour une caractérisation fine de ces processus est limitée par un certain nombre de facteurs. (i) L'incertitudes importantes sur plusieurs paramètres critiques à l'analyse de la combustion, e.g. masses de carburant et d'air injectées, masses balayées. (ii) Un accès optique extrêmement limité, seul $\sim 1/3$ de la chambre est accessible. (iii) Une modularité limitée de la position de l'instrumentation et de la modification de la configuration géométrique de chambre et des conditions d'entrée/sortie. (iv) Une modélisation des conditions aux limites dynamiques complexe pour la simulation.

Dans le cadre de la chaire CAPA, un nouveau montage est développé et propose de répondre à chacune des difficultés rencontrées sur le premier dispositif en s'affranchissant des solutions technologiques des systèmes industrialisables, e.g. soupapes, cames rotatives, distributeurs rotatifs, etc. Les travaux rapportés dans ce manuscrit concernent la caractérisation de ce nouveau dispositif ainsi que les premiers résultats obtenus sur les 3 sujets d'intérêt détaillés ci-après. Les

⁴ Augmentation de 2021 kg à 2929 kg (+31 %) de la masse pour une réduction de 17.5 % de la SFC en croisière.

travaux présentés dans la suite sont réalisés en injection directe de propane ou de n-décane liquide dans une configuration de chambre linéaire.

Le manuscrit est structuré en 6 chapitres. Le 1^{er} chapitre détaille le contexte de la combustion à gain combustion et l'état de l'art des chambres de combustion sans piston à valve, ce qui permet d'introduire les points d'intérêts investigués dans la suite. Le 2nd chapitre présente le montage, la caractérisation de ses conditions aux limites et les méthodes d'analyse mises en place dont le calcul 0D multizone. Le 3^e chapitre rapporte la caractérisation détaillée d'un point de référence de fonctionnement. Il s'agit d'une séquence de 12 cycles en injection directe de propane gazeux sans balayage entre l'admission et l'échappement. Ce chapitre permet de se familiariser avec l'aérodynamique et l'état du mélange dans la chambre, induits par le choix de géométrie. Le 4^e chapitre discute de la sensibilité de l'allumage, d'un mélange de propane/air/gaz résiduels, à la vitesse locale en écoulement turbulent et de la variabilité de cycle induite en cas d'échec de l'allumage. Le 5^e chapitre discute des effets de la dilution en résiduel sur la combustion, d'un mélange n-décane/air/résiduels en allumage commandé ; la dilution en résiduel étant variée par changement de la contre-pression à l'échappement. Le 6^e chapitre ouvre l'étude du phénomène de rallumage généré par mélange entre les gaz frais et les gaz brûlés résiduels encore à haute température. Aussi, dans un premier temps, les cycles rallumés sont caractérisés et, dans un second temps, on discute des possibles causes de ces rallumages. Une conclusion clôt ce manuscrit en résumant les principaux résultats obtenus et en proposant des perspectives de recherche associées.

« It may require years to bore a tunnel through a mountain. Nevertheless, this will not prevent later comers from riding through the tunnel at expressed train speed »

V. Bjerknes [184]

Chapitre 1

Contexte et objectifs

Sommaire

1.1.	Combustion à Gain de Pression (ou Pressure Gain Combustion, PGC)	34
1.2.	Implémentations du cycle d'Atkinson-Humphrey	43
1.3.	Le moteur alternatif à combustion interne (MACI)	44
1.4.	Chambres de combustion à valves sans piston (CCVSP).....	48
1.4.1.	Revue et analyse quantitative de la littérature.....	48
1.4.2.	Revue et analyse des solutions technologiques brevetées.....	53
1.4.3.	Preuve de faisabilité récente sur un prototype de CCVSP	58
1.5.	Synthèse et objectifs du manuscrit	61

1. Contexte et objectifs

1.1. Combustion à Gain de Pression (ou Pressure Gain Combustion, PGC)

Les moteurs alternatifs à combustion interne (MACI) et les turbines à gaz représentent l'aboutissement d'un siècle de développement technique et de recherche à l'échelle mondiale. Ces deux types de machine thermique sont aujourd'hui incontournables à la génération d'une puissance motrice ou électrique (Fig. 1-1). Le rapport poids-puissance des turbines à gaz les rendent indispensables au transport aéronautique. Des turbomoteurs qui équipent les hélicoptères (632 kW pour un Arriel 2B), aux turboréacteurs (83 160 kW pour un GE90) qui équipent les avions de ligne, les turbomachines équipent aujourd'hui l'ensemble des appareils de transport modernes. La réduction de la consommation des turbines à gaz est donc au cœur des enjeux des programmes de recherche et développement.

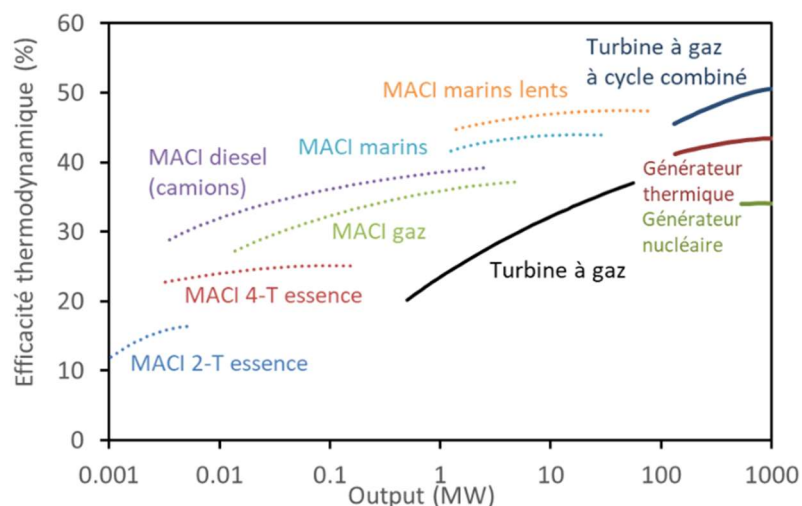


Fig. 1-1 Efficacité thermodynamique des machines actuelles (MACI en pointillé et turbomachines en traits continus) en fonction de leur puissance respective et de leur champ d'application [21]

Efficacité des moteurs à combustion isobare

La turbine à gaz la plus simple est typiquement le turboréacteur mono-cœur, mono-flux. Elle est constituée d'un compresseur et d'une turbine montés sur le même arbre, et d'une chambre de combustion (Fig. 1-2). L'ensemble est souvent nommé générateur de gaz ou cœur (en anglais *core*). Dans le cœur, un débit d'air est aspiré par le compresseur (en 2). L'air alors comprimé pénètre dans la chambre de combustion (en 3) ou il sert à alimenter une flamme, ce qui augmente la température totale du flux de gaz traversant. Le flux, alors composé d'un mélange d'air et de gaz brûlés (CO_2 , H_2O), sort de la chambre de combustion (en 4) et entraîne la turbine ce qui permet de récupérer un travail technique alors transmis par l'arbre au compresseur. Ce faisant, la pression et la température du fluide chutent. Le flux sort de la turbine (en 5) et poursuit dans une tuyère généralement simplement convergente (en 8). Le débit massique éjecté et la pression résiduelle sur la surface d'éjection contribuent à propulser l'appareil. Eventuellement, une turbine supplémentaire sur un axe séparé, dite aussi turbine libre, permet de récupérer un travail additionnel. Pour la propulsion, le rendement global dit thermopropulsif peut se décomposer en

un rendement thermique qui se réfère à l'efficacité de conversion de la chaleur en travail utilisable, et un rendement propulsif qui caractérise l'efficacité de conversion de la puissance utile en poussée ou puissance sur l'arbre de la turbine libre pour le véhicule. Pour des applications de propulsion à réaction, il est nécessaire d'optimiser ces deux rendements. Le rendement propulsif peut être amélioré en diminuant la vitesse d'éjection et en favorisant un débit entraîné plus important. Sur les turboréacteurs actuels, une seconde turbine basse pression entraîne une soufflante de plus grand diamètre qui génère un écoulement dont une partie ne pénètre pas dans le cœur. Le *bypass ratio* (BPR) est défini comme le rapport de débit massique entre les flux secondaire et primaire. Le BPR a continuellement été augmenté au fil des ans, de 0.96 sur les JT8D (1960), à 12.0 sur le PW1000G (2008).

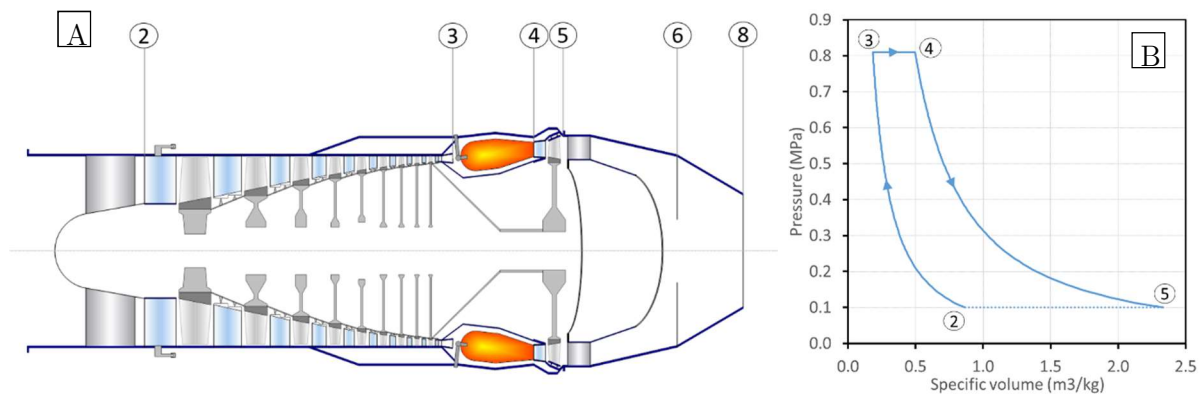


Fig. 1-2. A : Schéma de principe d'une turbine à gaz mono-cœur mono flux. Les numéros des postes sont ceux classiquement utilisés. B : Cycle de Brayton dans le diagramme pression/volume spécifique ($\gamma=1.35$, Richesse globale=0.33 (ER), Operating Pressure Ratio=8.1 (OPR), $PCI=44.2\text{MJ/kg}_{\text{fuel}}$).

Sur ces machines, en régime de fonctionnement stabilisé, à chaque poste, les fluctuations temporelles des différentes grandeurs physiques, e.g. le débit, la pression, la température, sont en général suffisamment faibles pour être négligées. L'analyse thermodynamique de premier ordre est faite en supposant ces grandeurs stationnaires. La chambre de combustion est généralement annulaire ou cylindrique et reste ouverte de part et d'autre, de sorte qu'aux pertes de charges près (généralement 4 à 5%), la pression puisse être considérée comme constante pendant la combustion. Le rendement thermodynamique du cycle de Brayton idéal, qui se définit comme le rapport entre le travail utile du cycle et la chaleur apportée par la combustion, est une fonction croissante du rapport de compression total qu'on notera OPR (de l'anglais *Operating Pressure Ratio*) (cf. Annexe A). Pour gagner en rendement, la stratégie première a donc rapidement été d'augmenter le taux de compression des moteurs (de plus d'un facteur 2 de 1965 à 1985). Si les rendements des composants (turbine et compresseur) et le prélèvement d'air pour le refroidissement de la turbine sont inclus dans le calcul, le rendement devient aussi une fonction de la Température d'Entrée Turbine (TET, prise en 4) (cf. Fig. 1-3 et [22]). Sur les machines les plus récentes, comme le GE9X, l'OPR avoisine les 60 (BPR=10) et l'utilisation de matériaux avancés permet de limiter le débit de refroidissement (20 % en moins) et d'augmenter la TET. Sur ce moteur en cours de certification, General Electric annonce un gain de 10% de consommation spécifique comparé au GE90 (OPR=42, BPR=9). Cependant, les marges de

progression sur l'OPR sont désormais limitées. A un OPR de 60 et une efficacité polytropique de 92 %, la température de sortie compresseur est de 970 K et de 1015 K pour un OPR de 70 ; à ces températures, la tenue en fluage des derniers étages de compression peut commencer à devenir un problème et nécessite l'utilisation d'aubes en alliage nickel hautes performances, très dense. De plus, augmenter le taux de compression participe directement à augmenter la TET ce qui augmente le besoin en air de refroidissement. Cela explique notamment l'îlot d'optimum existant sur une cartographie TET/OPR (Fig. 1-3.C). Le projet LEMCOTEC vise à développer un *ultra-high pressure ratio* avec un OPR de 70 et souligne l'importance de limiter la température de sortie compresseur par l'optimisation à l'extrême du rendement polytropique de compression [3].

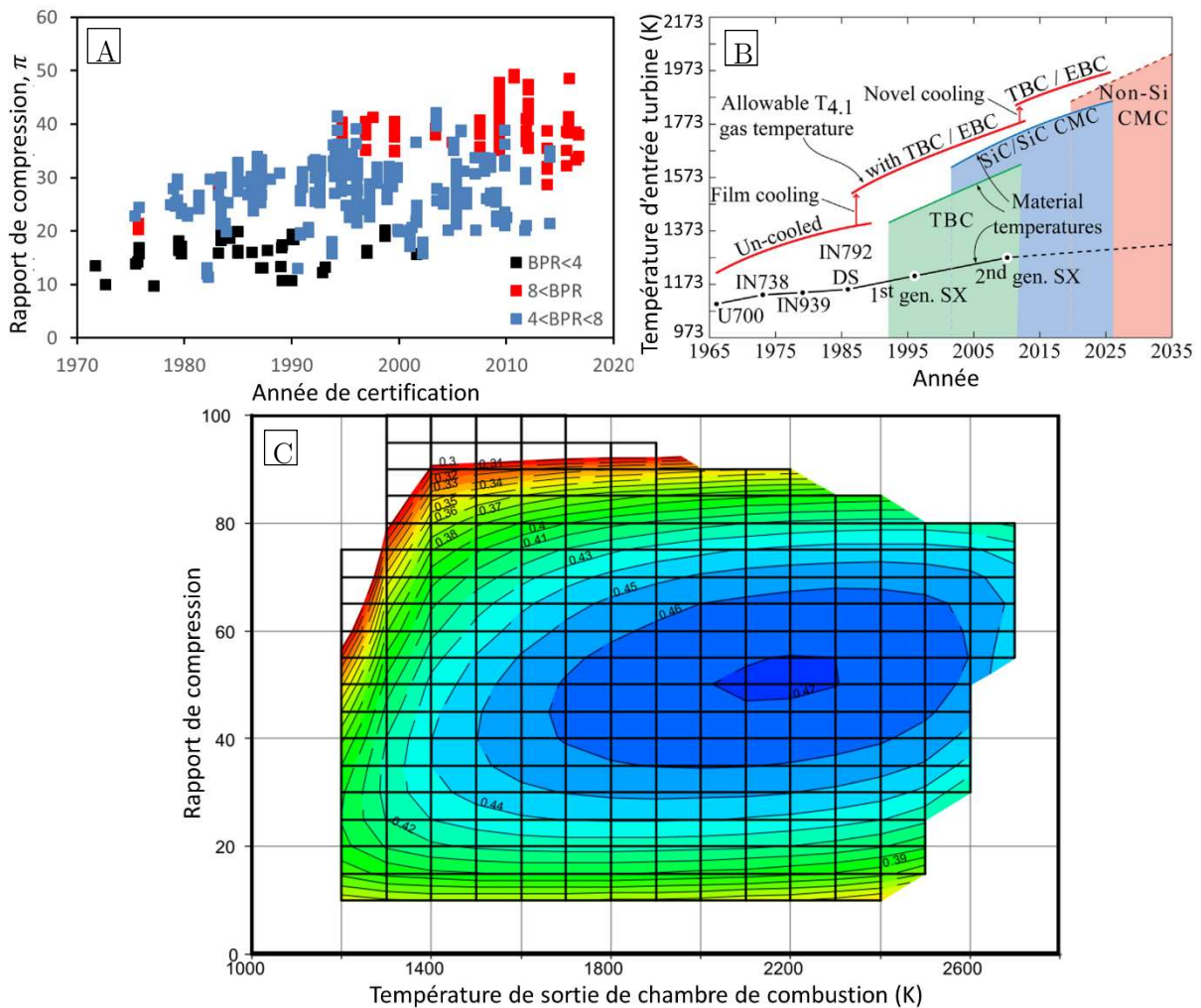


Fig. 1-3 A. Evolution temporelle du rapport de compression de la partie générateur de gaz pour 587 turboréacteurs. Données issus de l'ICAO [23]. B. Evolution temporelle de la température de turbine fonction des matériaux utilisés (adapté de [24] d'après une communication personnelle de Schafrik R, anciennement directeur du Materials and Process Engineering Department at GE Aviation). C. Exemple de cartographie de rendement du cycle de Brayton d'une turbine à gaz avec efficacité polytropique de 0.9, et prise en compte du refroidissement turbine et capacité calorifique variable (adapté de [22]).

Augmenter l'OPR signifie augmenter la masse volumique donc diminuer la taille du compresseur, ce qui génère un nombre conséquent de problèmes comme ceux liés à la gestion des jeux rotor-

carter. Les défis techniques et de recherche, associés à l'augmentation du rendement thermodynamique par augmentation de l'OPR, sont importants et nombreux et nécessitent des investissements considérables [3].

Efficacité des moteurs à combustion « à gain de pression »

A puissance similaire, le rendement thermodynamique effectif des Moteurs Alternatifs à Combustion Interne (MACI) est supérieur à celui des turbines à gaz (systématiquement de 10 à 20 % vu sur la Fig. 1-1). Cette différence s'explique par l'analyse thermodynamique et dépend principalement des temps caractéristiques à l'échauffement du fluide dans le cycle. Un premier élément d'explication est qu'à travers l'échauffement, le fluide change de masse volumique. Si le temps caractéristique d'apport ou de libération de la chaleur est grand devant le temps de relaxation mécanique du milieu, i.e. devant la vitesse du son dans le fluide, celui-ci se dilate et accélère à pression constante. Dans le cas contraire, la pression dans le fluide augmente localement, ce qui donne lieu à l'émission d'onde de pression dont l'intensité dépend de l'intensité du dégagement de chaleur. Ces ondes de pressions sont, d'un point de vue thermodynamique, du travail qui peut être récupéré après l'apport de chaleur. Dans le cas d'une combustion isobare, ce travail est directement perdu.

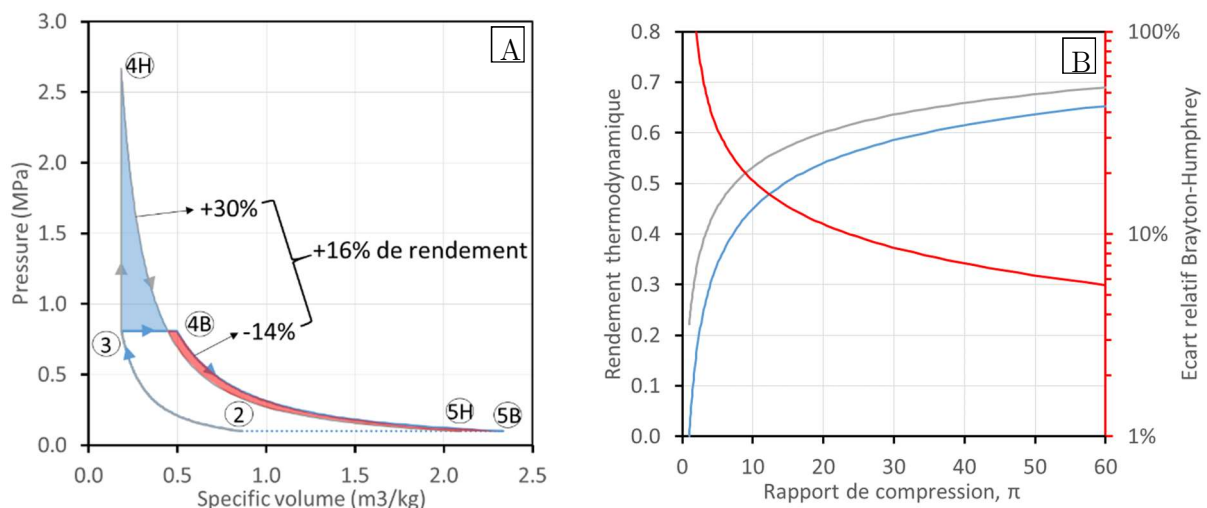


Fig. 1-4: A : Comparaison des cycles de Brayton et d'Atkinson-Humphrey dans les mêmes conditions que la Fig. 1-2.B sur un diagramme pression/volume spécifique. B : Comparaison des rendements de cycle pour $ER=0.33$, calculés sous Cantera pour un mélange *n*-décane/air, conditions initiales 1 atm et 15°C

Si la chaleur est apportée à volume constant, la pression dans le fluide monte, et le cycle obtenu décrit est alors celui d'Atkinson (Fig. 1-4) aussi appelé cycle d'Humphrey ou moins souvent, cycle de Sargent⁵. L'analyse de cycle idéal montre que les cycles à gain de pression pendant la chauffe présentent un rendement thermodynamique plus élevés que le cycle de Brayton (Fig. 1-4).

⁵ James Atkinson (1846-1914) était un ingénieur Anglais qui breveta en 1887 un MACI (US Patent 367496) qui permettait l'expansion complète des gaz par rapport au cycle d'Otto. Herbert Albert Humphrey (1868-1951) brevète en 1906 une pompe à eau qui utilise la combustion à volume constant pour pressuriser le gaz.

Dans les turbomachines comme dans les MACI, c'est une combustion qui réalise l'échauffement du fluide. La combustion est un processus intrinsèquement instationnaire. La combustion permet une variation de la température et de la masse volumique locale importante. De l'acoustique peut être générée par les fluctuations de dégagement de chaleur, par exemple sur une flamme turbulente stabilisée sur un brûleur. Sous certaines conditions, notamment en régime pré-mélangé pauvre sur des brûleurs swirlés, ces ondes peuvent à leur tour exciter la flamme et conduire à la génération d'ondes de pression hautes fréquences plus intenses. Non-contrôlées, ces ondes peuvent avoir des effets néfastes sur le brûleur. L'étude de ces instabilités constitue une part importante de la recherche actuelle sur les turbomachines. Pour une flamme de pré-mélange qui se propage dans un milieu semi-confiné, les ondes de pressions émises par la flamme peuvent coalescer en une onde de choc d'intensité suffisante pour que le milieu réagisse directement derrière le choc. En cas de couplage choc-combustion, il peut exister une propagation supersonique autonome de flamme appelée détonation. De manière similaire, la compression adiabatique d'un milieu réactif résultant de la propagation d'une déflagration ou du déplacement d'un piston dans une enceinte fermée, peut conduire à une auto-inflammation en masse et amener à un gain de pression alors potentiellement accompagnée d'une onde de choc. Ces instabilités peuvent être contrôlées de sorte à tirer parti du supplément de travail dans le cycle et le récupérer sur l'arbre d'une turbine à gaz.

Charles Elliott Sargent (1862- ?) travaillait sur des problématiques d'optimisation des moteurs, similaires à Atkinson [177].

Des efforts sont aujourd'hui mis en œuvre pour améliorer notre compréhension de l'opérabilité des chambres de combustion à gain de pression, de leurs performances, de leur faisabilité et des conditions de leur intégration. Pour les applications aux turbomachines, différents concepts de chambre de combustion qui se basent sur les différents modes instationnaires de combustion décrits précédemment, sont à l'étude à travers le monde comme : les chambres à détonations rotatives, les chambres à détonations pulsées, les *wave-rotor* à combustion interne, les chambres à combustion pulsée/résonante, la *shockless combustion/explosion*, les chambres de combustion à volume constant avec ou sans piston.

Les chambres à détonations rotatives (*Rotating Detonation Engine* [25] ou RDE) sont jusqu'à présent des chambres annulaires [26] ou, plus récemment, radiales [27]. A l'une des extrémités, un mélange oxydant/carburant est injecté en continu dans lequel une détonation se propage (Fig. 1-5). Ces dispositifs présentent en général des fréquences d'opération très élevées, qui dépendent de la vitesse de propagation de la détonation dans les gaz frais, généralement inférieure à la célérité Chapman-Jouguet du mélange D_{CJ} , et du périmètre de la chambre, P_{RDE} . Typiquement, la fréquence de rotation $f = D_{CJ}/P_{RDE} \sim 2000/0.6 \sim 3.3 \text{ kHz}$ pour un mélange hydrogène-air stœchiométrique atmosphérique (SSL) dans un RDE de 200 mm de diamètre.

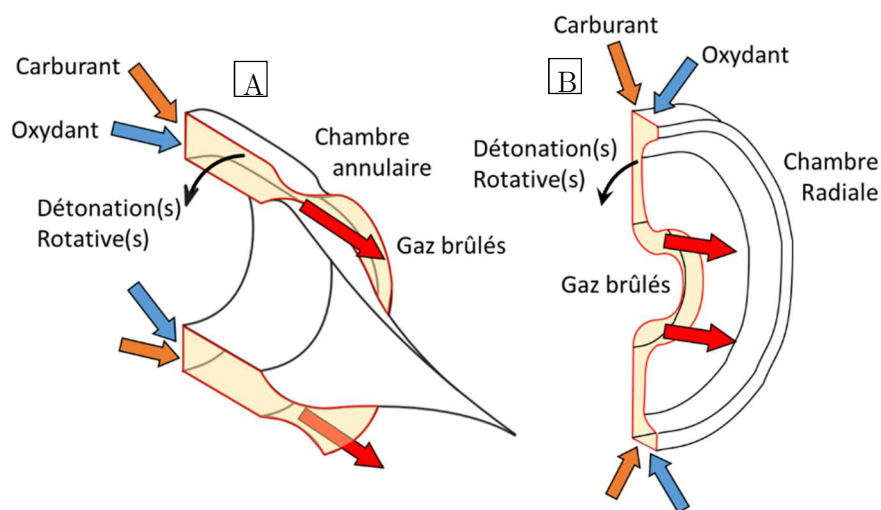


Fig. 1-5: A. Configuration possible pour un RDE annulaire (adapté de [26]). B. Configuration possible pour un RDE radial.

Les chambres à détonations pulsées (*Pulse Detonation Engine* ou PDE) sont des chambres tubulaires semi-fermées dans lesquelles un mélange air-fuel est injecté, puis allumé, une flamme subsonique se propage dans le mélange, accélère jusqu'à transiter en détonation qui se propage dans le reste du mélange. Ces chambres sont en général opérées à basse fréquence [28] bien que des développements récents proposent des pistes pour permettre leur utilisation au kHz [29].

La détonation n'est pas, au sens strict, une combustion à volume constant. Pour une détonation autonome idéale, derrière le choc induit et soutenu par le dégagement de chaleur, le fluide est continument détendu et les particules accélèrent jusqu'à atteindre une vitesse sonique par rapport

à la célérité du son locale. Cependant, le cycle idéal généralement utilisé pour la représenter, souvent nommé cycle de Fickett-Jacobs, est similaire en forme et en efficacité au cycle d'Humphrey [30], [31].

Les chambres de combustion pulsées, aussi appelées combustion résonante (*pulse-combustor* ou *pulse-jet engine*), sont des foyers tubulaires semi-ouverts [32]. Leur rapport d'aspect, λ = longueur/diamètre de chambre, est généralement important de sorte qu'il puisse exister un couplage acoustique basse-fréquence, typiquement de 50 à 300 Hz, entre les échanges de gaz de part et d'autre du tube et la combustion. Par sa simplicité de mise en œuvre pour la propulsion, il a suscité au début du XXe siècle un intérêt pour la propulsion de missiles. L'Argus AS 109-014 est un moteur à combustion pulsée et équipait le missile V-1 qui a été développé en 1939 en Allemagne. Le manque de pré-compression limitait sévèrement la performance de l'appareil.

Les *wave-rotors* à combustion interne sont des barillets multicellulaires tournants, à rapport d'aspect λ = longueur/diamètre de cellule important (λ = 11-13) [33], [34]. Chaque cellule subit au fur et à mesure de la rotation, et de manière périodique, le même cycle de : remplissage par un mélange air/carburant, allumage d'une déflagration, combustion à volume constant, et purge. Dans ces cellules, la dynamique d'onde est importante et permet d'obtenir des déflagrations bien plus rapides (<50 m/s) par interaction flamme/onde de pression [13]. Ces dispositifs ont été étudiés très tôt par les industriels impliqués dans le développement de turbomachines, notamment Rolls-Royce et ABB (dans les années 1990) [33]. Des études expérimentales et numériques récentes menées par Nalim et al. [13], [33], [35]–[39] depuis les années 2000 en partenariat avec Rolls-Royce mettent en évidence des défis importants notamment liés à la combustion (préparation du mélange, allumage) et à la gestion de la thermique et des fuites.

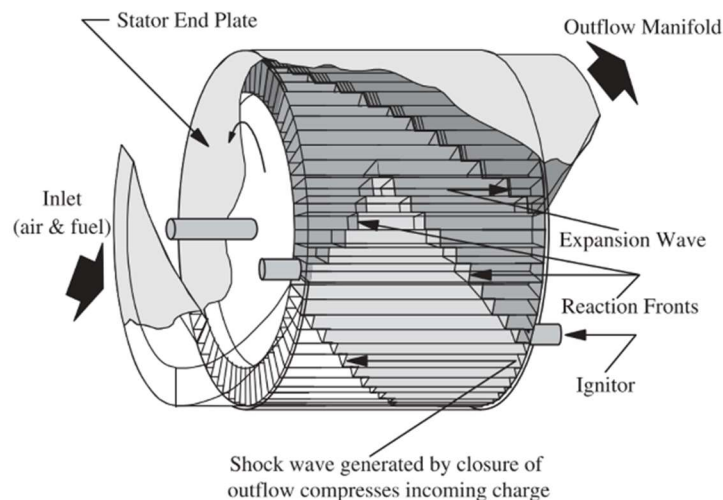


Fig. 1-6. Représentation schématique d'un wave-rotor à combustion interne [13].

La *shockless explosion* [40][41] est un concept de chambre de combustion semi-ouverte dans laquelle un mélange air-fuel est injecté à une température élevée, l'idée est d'arriver à établir une auto-inflammation en masse de ce mélange, de sorte à produire une montée en pression non-détonante. Pour ce faire, une des solutions proposées est de stratifier en richesse l'injection. Une première approche expérimentale propose de travailler par apprentissage automatique [12]. En

utilisant du diméthyléther (DME) dont la zone NTC est proche de la température d'injection, le délai d'auto-inflammation dépend au premier ordre de la richesse locale qui dépend de la loi d'injection. Cette loi d'injection est générée automatiquement par le contrôleur actif qui vise à réduire l'écart temporel d'activité de chimiluminescence mesurée par des photomultiplicateurs positionnés sur la chambre de combustion (Fig. 1-7).

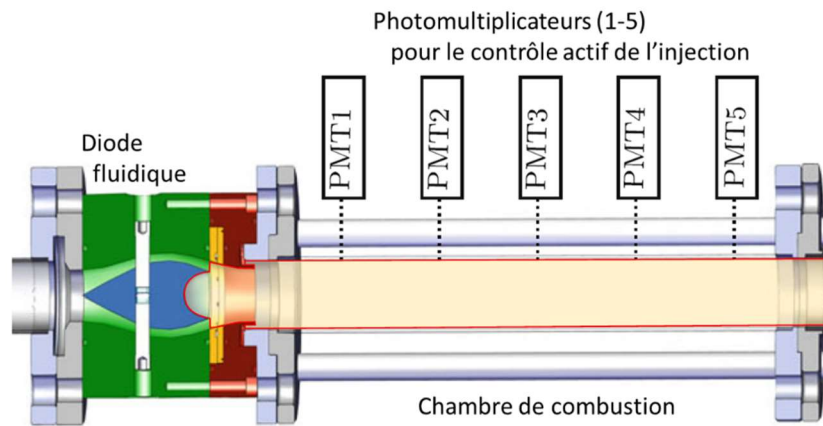


Fig. 1-7. Montage expérimental du banc atmosphérique SEC à TU Berlin [41].

Les chambres de combustion à volume constant à valve, avec ou sans piston, ont des volumes à rapport d'aspect en général modeste ($\lambda < 3$) dans lequel un mélange air-fuel est injecté, s'il y a un piston, le mélange est comprimé, puis allumé, par exemple par une bougie. Une déflagration se propage à volume constant dans le mélange. L'échappement s'ouvre et libère des gaz sous pression qui quittent la chambre, ce qui permet la réadmission de nouveaux gaz frais [14].

Défis liés à la combustion « à gain de pression »

Chacune de ces solutions présente des défis techniques et scientifiques formidables à résoudre avant d'envisager leur application dans des conditions représentatives d'un foyer de turbine à gaz. Comparé à une combustion isobare, ces chambres de combustion à gain de pression génèrent intrinsèquement des fluctuations importantes de pression ($\sim 500 - 700$ % mesurées sur un RDE [42]), de vitesse et de température, dans l'écoulement qui alimente la turbine. Ces fluctuations sont connues pour impacter négativement l'efficacité des turbines radiales [43, Ch. 7] et des études expérimentales récentes discutent de leur impact sur l'efficacité d'une turbine radiale. Naples et al. [42], [44] sur l'étude d'un RDE couplé à une turbine d'un Allison C20-250 (310 kW) montrent que l'adiabaticité de turbine obtenue avec le RDE est similaire à celle obtenue en combustion isobare. Wolanski et al. sur l'étude d'un RDE couplé à une turbine d'un Klimov GTD-350 (298 kW) montrent que l'efficacité du turbomoteur avec un RDE est améliorée de 5 à 7 % par rapport à une combustion isobare [45]. Fernelius et al. [46] et George et al. [47] sur l'étude d'une turbine axiale entraînée par jet d'air froid pulsé (10-40 Hz) montrent que l'efficacité de la turbine peut être dégradée de 5 à 10% en fonction des conditions. Des stratégies sont à l'étude pour réduire ces fluctuations, notamment en utilisant des systèmes dit d'augmentation de poussée [32], [48]. A la connaissance de l'auteur, personne à ce jour n'a encore abordé les effets d'instabilités de plénum de remplissage, typiquement observées sur un RDE, sur la stabilité du

compresseur. L'utilisation de carburants liquides, type kérosène, est aussi un point critique pour l'application aéronautique. D'un point de vue expérimental, leur utilisation nécessite d'assurer leur vaporisation et donc de fonctionner à des températures supérieures à 150°C, i.e. par réchauffe des débits d'air et des parois de la chambre, ce qui complexifie considérablement les dispositifs d'étude (tenue en température des capteurs, étanchéité complexe, puissance instantanée de chauffe $\sim 130\text{kW}/(\text{kg/s})$). Les carburants représentatifs d'applications aéronautiques type kérosène sont plus complexes à mettre en œuvre que les hydrocarbures gazeux légers, et nécessitent des températures ou pressions d'injection importantes pour faciliter leur évaporation, ce qui contribue à augmenter la complexité d'un système complet. Pour les applications de type RDE ou PDE, la détonabilité de ces fuels (indexée sur la taille de cellule) nécessite un dispositif de taille importante, de grands débits d'air et potentiellement la pré-vaporisation du fuel, pour fonctionner. A titre d'exemple, le RDE développé chez MBDA [49] est dimensionné pour fonctionner avec un mélange kérosène(pré-vaporisé)/air. Il mesure 280 mm $\times$ 330 mm (ID $\times$ OD) pour un débit d'air de 7 kg/s chauffé à une température de 700 K et d'une pression totale de 8 bar. L'utilisation de kérosène n'est pas non plus sans conséquences sur l'approche par simulation numérique. En effet, plus l'hydrocarbure est lourd, plus la cinétique chimique est complexe et des stratégies de simplification, i.e. schéma de cinétique chimique à nombre d'étapes réduites, doivent être validées sur des mesures expérimentales, par exemple pour reproduire une vitesse de flamme ou un délai d'auto-inflammation, avant de pouvoir être utilisées. Enfin, très peu de dispositifs peuvent opérer en régime d'équilibre thermique, où la température du dispositif est à l'équilibre entre un refroidissement par convection forcée, souvent réalisé à l'eau, et les pertes de la chambre de combustion, e.g. par interaction flamme/détonation-paroi ou gaz brûlé/paroi.

Des programmes de recherches importants sont mis en place à travers le monde pour faire avancer le niveau de maturité des chambres de combustion à gain de pression à un état qui puisse permettre la construction de prototype de moteur. Aux USA, le programme Vulcan passé en phase II (financement de \$31.7 millions à GE Aviation et \$33.8 millions à P&W) en 2010 vise à remplacer les chambres de combustion isobare sur les génératrices des navires de guerre (3-5 MW électriques), par des chambres CVC pour obtenir une réduction de consommation de 20%. Toujours aux USA, le Department Of Energy et le National Energy Technology Laboratory financent un nombre important de travaux dans différentes universités américaines (Alabama, Oregon, Purdue, Michigan, Penn) et entreprises (Aerojet Rocketdyne et UTRC) pour utiliser le RDE dans les prochaines générations de génératrice électrique à rendement espéré de 65 %. En Allemagne, le programme CRC 1029 actuellement en phase 2 sur un total de 3 phases ($\sim \text{€}7$ millions pour la première phase) organisé par TU Berlin présente les mêmes objectifs centrés autour de la *shockless*-combustion. En Suède, le programme ULTIMATE, soutenu par l'Europe ($\text{€}3.1$ millions), propose différentes solutions pour la turbomachine du futur, et notamment d'implémenter un cycle composite qui incorpore un MACI comme générateur de gaz et de puissance sur l'arbre. En France, la chaire CAPA, un programme ANR-SAFRAN Tech-MBDA France porté par l'Institut PPrime ($\text{€}3.2$ millions), propose d'étudier la détonation

rotative et la combustion à volume constant, sur chambre à valve sans piston, comme modes de combustion alternatifs pour la propulsion.

1.2. Implémentations du cycle d'Atkinson-Humphrey

Il est possible d'implémenter le cycle d'Atkinson-Humphrey aussi bien au sein d'un MACI que d'une turbomachine dans des chambres sans pistons. L'analyse thermodynamique du cycle idéal ne nécessite pas de renseigner la technique d'implémentation du cycle. La solution technique qui permet de réaliser la compression avant combustion à volume constant conditionne le choix de variable extensive utile pour la description du cycle thermodynamique (Tableau 1-1). Dans un MACI, la compression haute pression a lieu dans la chambre de combustion et est réalisée via la réduction du volume total induite par le déplacement d'un piston. Sur un MACI, il est d'usage de décrire le cycle complet dans un diagramme pression de cylindre/volume de chambre dont l'intégrale, homogène à une énergie, est considérée comme le travail utile du cycle. Dans une turbomachine CVC, un compresseur qui peut être radial ou axial, réalise la compression et entraîne un débit d'air dans les chambres de combustion dont le volume est constant. La variable extensive utile à la description du cycle est donc la variation de masse totale dans la chambre pendant le cycle. En outre dans les moteurs à piston, ce même piston peut servir à expulser mécaniquement les gaz brûlés pour limiter les quantités résiduelles (masse, températures). Sur des chambres à volume constant, l'ensemble des variables du champ aéro-thermochimique initial (température, pression, composition, aérodynamique locale) sont dépendantes des phases d'échanges de gaz, donc de la configuration d'admission, de celle d'échappement, et de la géométrie de chambre.

Tableau 1-1. Implémentations techniques des phases du cycle d'Atkinson-Humphrey dans un MACI et dans une turbomachine CVC

	MACI <i>turbocompound</i>	Turbomachine CVC
Compression basse pression	Compresseur radial	Compresseur (s)
Compression haute pression	Course d'un piston	
Combustion	Chambre de combustion (délimitée par le piston)	Chambre de combustion à volume constant
Détente haute pression	Course d'un piston	Turbine (s)
Détente basse pression	Turbine radiale	
Variable extensive du cycle	Volume	Masse

1.3. Le moteur alternatif à combustion interne (MACI)

Les moteurs alternatifs à combustion interne (MACI) sont les chambres de combustion à volume constant les plus connues. Parce qu'elles ont fait l'objet d'une recherche soutenue depuis les révolutions industrielles, elles sont aussi très documentées. Un nombre important de travaux scientifiques ont permis de mieux caractériser l'ensemble du fonctionnement thermomécanique de ces machines (cf. l'ouvrage d'Heywood [50]). Dans la deuxième moitié du XXe siècle, le développement des techniques lasers et de la CFD a permis d'accéder à la caractérisation quantitative de l'aérodynamique interne et du mélange nécessaire à la mise en place et à l'optimisation de l'injection directe en allumage commandé.

Le parallèle entre MACI et turbomachine CVC (cf. Tableau 1-1) impose d'utiliser des outils d'analyse communs. Dans ce qui suit, les notions introduites au sein des MACI sont rappelées brièvement car elles seront nécessaires à l'analyse des phénomènes rencontrés dans le développement de turbomachines à combustion isochore.

Architecture du MACI classique

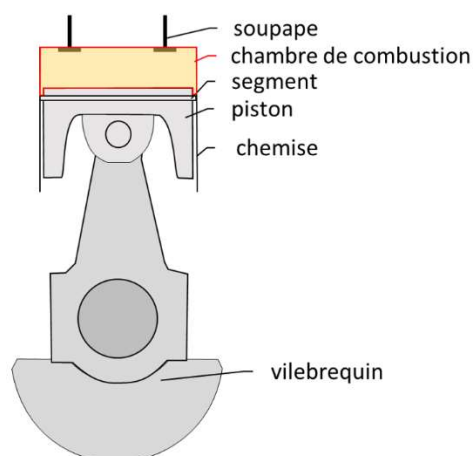


Fig. 1-8: Schéma de principe d'un moteur à combustion interne.

Un MACI se compose classiquement d'un arbre (vilebrequin) sur lequel est connectée, sur un second axe décentré (maneton), une tige (bielle), connectée au piston qui est libre de coulisser dans son logement (chemise). La rotation du vilebrequin procure au piston un mouvement de translation verticale sinusoïdale. La position supérieure est qualifiée de point mort haut (PMH) et la position inférieure de point mort bas (PMB). La chambre de combustion est le volume délimité par la partie supérieure du piston et la chemise (Fig. 1-8). Un à plusieurs segments placés autour du piston assure l'étanchéité dynamique. Des soupapes d'admission et d'échappement permettent d'ouvrir et de fermer la chambre. Ce bilan permet aussi de réaliser qu'un nombre important de pièces mécaniques sont nécessaires dans les MACI à la conversion du mouvement alternatif en mouvement de rotation qui a lieu lors de la détente haute pression.

Le fonctionnement d'un cycle de combustion en allumage commandé est le suivant :

- L'admission de gaz frais, un mélange air/carburant ou de l'air rentre par les soupapes et le cas échéant, du fuel est injecté dans la chambre
- Lorsque le piston est au PMH, la combustion est initiée par une étincelle (exemple du MACI à allumage commandé).
- Le piston descend jusqu'au PMB, poussé par la pression générée par la combustion isochore, ce qui transmet du travail sur l'arbre.
- Le résidu de gaz brûlés est purgé hors de la chambre.

Ce fonctionnement peut s'étaler sur une ou deux rotations d'arbre de vilebrequin, on parle respectivement de moteur 2 ou 4 temps (2T, 4T). Pour les 2T, l'admission du mélange et la purge s'effectuent simultanément, les gaz brûlés résiduels étant poussés hors de la chambre par les gaz frais admis. On parle de balayage (*scavenging* en anglais). Pour les 4T, une période du moteur est dédiée au refoulement et à l'admission. Parce qu'un moteur 2T peut donc effectuer 2 fois plus de combustions dans un même intervalle de temps, leur puissance spécifique est généralement la double de celle des moteurs 4T.

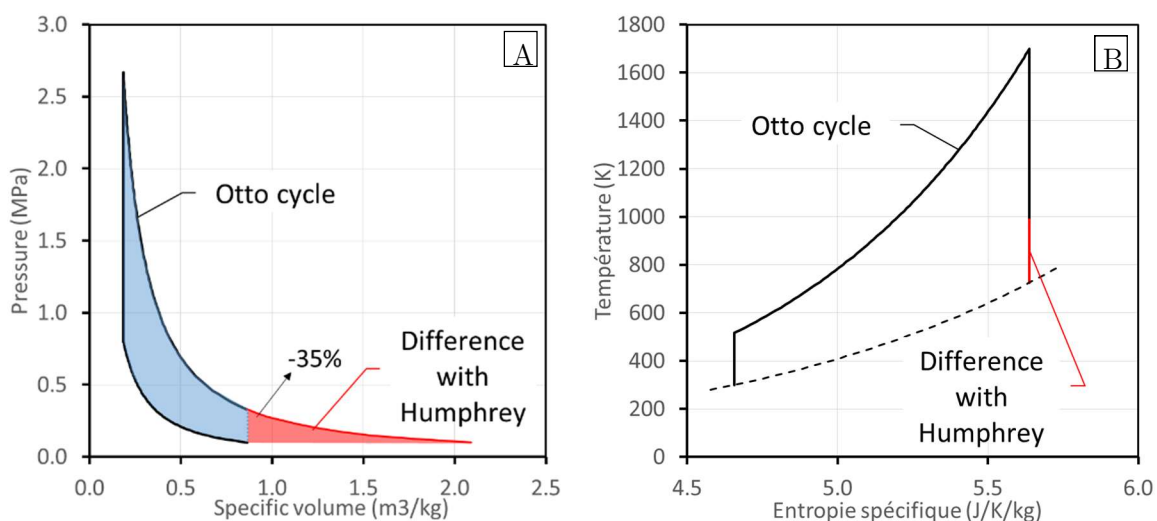


Fig. 1-9: A. Cycle d'Otto en diagramme pression/volume spécifique et différences avec le cycle d'Atkinson-Humphrey. Les conditions sont les mêmes que pour la Fig. 1-4. B. Diagramme entropie/température du cycle A.

Si on suppose que la combustion a lieu à volume constant, le cycle thermodynamique idéal correspond au cycle d'Otto⁶. Dans la pratique, parce que la combustion a un temps fini, celle-ci, se propage sur un peu moins d'une dizaine de degrés de vilebrequin (fonction du régime de rotation) alors que le piston reprend son mouvement. La combustion ne se déroule donc pas exactement à volume constant. Sur le cycle d'Otto comme sur le cycle d'Humphrey, augmenter le rapport de compression avant l'apport de chaleur permet d'augmenter l'efficacité du cycle. Dans ces moteurs, la compression adiabatique a aussi un effet positif sur le processus de

⁶ Nommé d'après Nikolaus August Otto (1832-1891), ingénieur Allemand reconnu comme ayant conçu le premier moteur à combustion interne à allumage commandé.

combustion via : la réduction du temps d'évaporation du carburant liquide et l'augmentation de la vitesse de flamme. En effet, à la fin de la compression, la température peut augmenter d'un facteur ⁷. Pour l'évaporation, la pression de vapeur d'un liquide est une fonction exponentielle de la température⁸, la moindre augmentation de température est donc extrêmement favorable au processus d'évaporation. Concernant la vitesse de flamme, au premier ordre cette dernière est proportionnelle à la vitesse fondamentale de flamme. Pour un mélange iso-octane-air pauvre, la vitesse fondamentale de flamme⁹ croît quasiment avec le carré de la température et diminue en puissance 1/5 de la pression [51]. Pour une compression adiabatique ($\gamma \sim 1.35$) on peut montrer que la vitesse de flamme augmente avec environ la puissance 2/5 du taux de compression. Dans la configuration de la Fig. 1-9 (OPR = 8.1), cela correspond à une augmentation de la vitesse de flamme d'un facteur 2.3 ce qui permet de réduire d'autant le temps de combustion.

Le cycle d'Otto n'est pas pleinement optimisé. A la fin de la détente adiabatique, le piston est revenu au PMB mais la pression dans la chambre est plus élevée que la pression initiale (Fig. 1-9. A). Sur un MACI conventionnel, cet excédent de travail n'est pas récupéré. Le cycle d'Otto est donc moins performant que le cycle d'Atkinson-Humphrey. Sur la machine développée par Atkinson justement, le système de vilebrequin est plus complexe et permet d'augmenter le volume de détente et de récupérer cet excédent de travail. Sur les MACI, les gaz brûlés détendus peuvent être détendus une seconde fois dans la turbine d'un turbocompresseur, ce qui permet de récupérer une partie de cet excédent de travail pour comprimer l'air entrant dans le moteur. Cependant, le travail du compresseur n'est en général pas directement récupéré pour la propulsion via une réduction mécanique.

⁷ Le rapport de température est de 1.7 dans l'exemple de la Fig. 1-9. Pour un moteur atmosphérique 2.0 L (Clio III RS 197, 200 hp) le taux de compression est de 11.5 soit une élévation de température d'un facteur 1.9.

⁸ Ces relations typiquement connues sous le nom d'équation d'Antoine.

⁹ Vitesse de propagation dans un gaz au repos d'une flamme plane, i.e. non-étirée.

Architecture du MACI turbocompound

Lorsque les composants de la turbomachine, qu'elle soit axiale ou radiale, sont couplés à l'arbre de puissance mécaniquement, on parle de cycle composite (*turbocompound* en anglais). Ce genre d'approche avait déjà été envisagé pour plusieurs moteurs. La société Napier produit en 1949 le Napier Nomad II, un turbopropulseur à cycle composite, à piston et compresseur et turbine axiale.

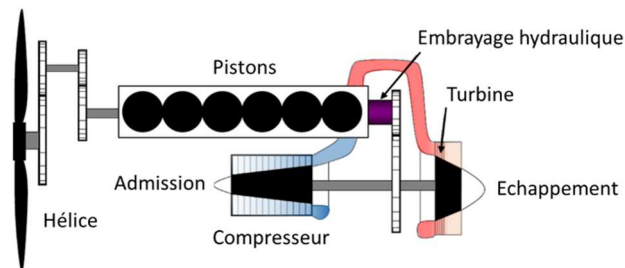


Fig. 1-10: Schéma de principe du Napier 2 (adapté depuis [52])

D'une puissance mécanique de 2.3 MW et d'un rapport poids/puissance de 1.44 kW/kg, ce moteur est considéré parmi les moteurs de l'époque les plus efficaces jamais produit. Sa consommation spécifique est de 0.21 kg/kW/h [53]. A titre de comparaison, un moteur plus moderne de puissance équivalente comme le PW123AF (1989) certifié à 2.3 MW développe 5.1 kW/kg pour une consommation spécifique de 0.285 kg/kW/h.

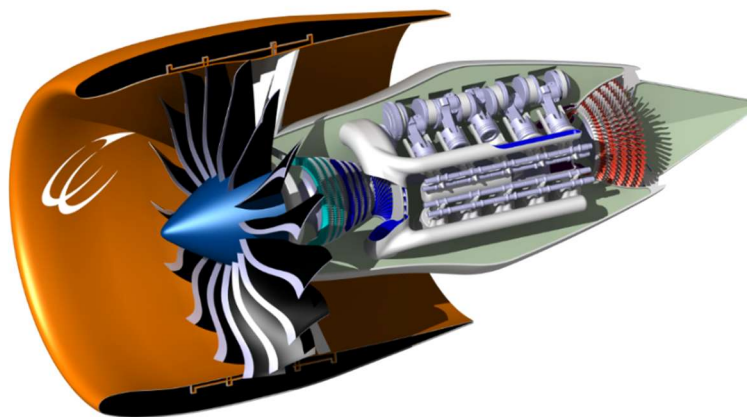


Fig. 1-11: Concept ULTIMATE d'un MACI intégré dans un turbofan [10]

Récemment, les études réalisées à Chalmers University dans le cadre du projet ULTIMATE proposent une nouvelle étude de faisabilité de l'intégration d'un cycle composite à piston dans un *turbofan* (Fig. 1-11). Un moteur 2T à allumage par compression est ajouté. Leur pré-étude montre que le réducteur pour le *turbo-compound* est difficilement intégrable en termes de masse et qu'il est préférable que le vilebrequin du MACI soit indépendant de l'arbre principal. Le groupe de pistons est intégré en tant qu'étage de haute pression et chambre de combustion. L'excès de puissance de la partie MACI entraîne d'autres pistons qui servent de compresseur haute pression. Une chambre de combustion isobare est conservée avant la turbine haute pression pour permettre de réchauffer les gaz et de générer un excédent de puissance quand nécessaire. Sur un *turbofan* d'OPR 50, le gain de consommation est estimé à 17.5 % en croisière au prix d'un accroissement

de la masse du moteur de 2021 kg à 2929 kg (+31 %), estimé à partir de corrélation [10]. Le système à piston représente 1185 kg, soit 40 % de la masse finale, mais permet de se dispenser de 13 % en masse d'éléments de turbomachine. Notamment, le rapport de compression à l'admission est abaissé de moitié (24.4 au lieu de 50) ce qui permet de se dispenser du compresseur axial haute pression alors remplacé par la compression par piston. Le cycle thermodynamique idéal décrit par le fluide dans ces machines correspond au cycle d'Humphrey avec réchauffe. De plus la compression isentropique initiale se fait en deux étapes, une à travers le compresseur et une par piston. La compression totale peut donc être considérablement plus élevée.

1.4. Chambres de combustion à valves sans piston (CCVSP)

1.4.1. Revue et analyse quantitative de la littérature

Le concept de chambre à valves sans piston (CCVSP) est aussi ancien que les premiers essais de turbines à gaz du début du XXe siècle. Contrairement au MACI, le travail est récupéré entièrement dans la turbine et non plus pendant l'expansion contre un piston permettant une réduction de la masse embarquée.

Turbine de Holzwarth

De 1905 à 1939, les travaux de développement menés par l'ingénieur allemand H. Holzwarth ont un impact significatif sur le développement des turbomachines. Les difficultés de conception de compresseur tournant haute pression à haute efficacité freinent le développement de la turbine à gaz (Fig. 1-12). La solution de Holzwarth, fonctionnelle pour l'époque, est de compenser le manque de compression par le gain de pression pendant la combustion. Ce cas est particulièrement bien documenté pour l'époque et le manuscrit d'Holzwarth [54] précise un nombre de points importants de la conception et des essais réalisés sur ses prototypes. La fréquence de combustion est lente de l'ordre de 1 *Hz*, avec un balayage complet de chaque chambre, d'un volume conséquent (100 L) et fermée par des soupapes. La chambre de combustion fonctionne en injection directe avec différent types de fuel (liquide/gaz), et à basse pression initiale (<2.2 atm). A ce rapport de compression, l'efficacité rapportée du dispositif est de 25 % [55]. L'auteur souligne l'importance de limiter la température des gaz pour éviter la ré-inflammation du mélange pendant le remplissage et l'auto-inflammation dans les gaz frais pendant la combustion à volume constant. Le contrôle de la température est principalement effectué par la phase de balayage qui limite la quantité de gaz de combustion résiduel dans la chambre et permet de refroidir à la fois les parois de la chambre et la turbine. Dans les figures qui suivent, la chambre de combustion et le système d'admission/échappement (A/E) sont surlignés (respectivement en jaune et en noir) et y figurent aussi l'admission (flèche bleue), l'échappement (flèche rouge) et éventuellement l'injection de fuel (flèche orange) (cf. Fig. 1-12).

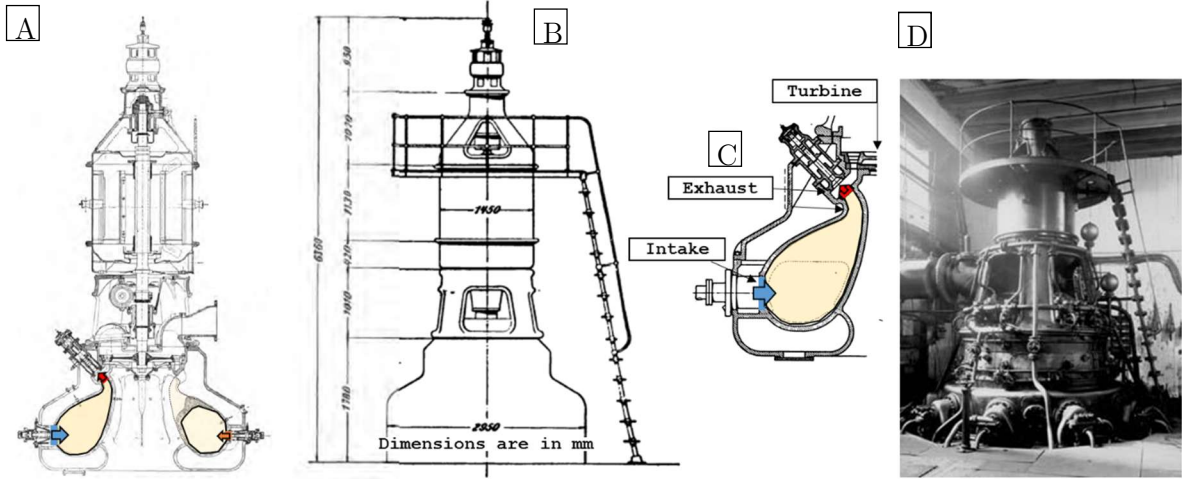


Fig. 1-12: A: Turbine à gaz à combustion à volume constant d'Holzwarth. B: Dimensions de la turbine à gaz. C: Détails de la chambre de combustion (l'injection de fuel vue sur la partie A est hors plan). D: Turbine installée à Thyssen & Co (1914) (adapté de [54])

Un nombre important d'autres concepts de chambres intégrées dans des turbomachines sont décrits dans des brevets. Pour la propulsion où l'encombrement est tout aussi important que la masse, la taille des chambres est clairement réduite par rapport à Holzwarth. A la connaissance de l'auteur, la littérature scientifique technique quantitative sur ces dispositifs est extrêmement pauvre en comparaison avec les MACI. Les quelques cas rapportés ci-après sont analysés en détails.

Propulseur anaérobie

Le premier cas est celui de l'entreprise américaine C3 Propulsion qui a réalisé et testé pour la NASA une CCVSP pour la propulsion spatiale [56]–[58]. Le brevet de DiSalvo [57] décrit une chambre de volume d'environ 0.3 L, testée en mélange gazeux C_3H_8/N_2O (Fig. 1-13). Le fuel et l'oxydant sont injectés à basse pression (2.7 à 3.4 bar) par des vannes rapides et par arrivées dédiées et différenciées (Fig. 1-13.A). Une partie du cycle est donc dédié au mélange du couple réactif. La pression maximale obtenue dans la chambre pendant leurs tests est de 34 à 48 bar. La richesse retenue lors des essais n'est pas indiquée, cependant la pression maximale pour ce mélange varie peu avec la richesse. A 350 K, température adiabatique de remplissage depuis l'ambient ($\gamma = 1.23$), le maximum de pression pour ce mélange est obtenu à une richesse de 2 soit $C_3H_8 + 5N_2O$. Depuis les pressions initiales renseignées (2.7 à 3.4 bar), la pression maximale adiabatique est de 53 à 67 bar. L'adiabaticité de la combustion α est un indicateur global de la combustion à volume constant qui est défini sur la base des rapports de différences de pression, $p - p_0$ entre le maximum obtenu sur une expérience et la référence adiabatique p_{adb} :

$$\alpha = \frac{p_{max} - p_0}{p_{adb} - p_0} \quad (1-1)$$

Cet indicateur permet de renseigner, en supposant le gaz parfait, sur la quantité de chaleur conservée dans le gaz à la fin de la combustion. L'adiabaticité de la combustion est donc de l'ordre de 62 à 70 %. Sur ce montage, 28 à 30 % de l'énergie du mélange est donc directement

perdue en échange aux parois ce qui est sensiblement du même ordre de grandeur que les valeurs mesurées en MACI [50, Ch. 12]. Ce montage est décrit comme fonctionnant entre 4 et 10 Hz (0.3 à 1 Hz pendant les tests). Le temps de combustion n'est pas précisé mais la fréquence est décrite comme limitée par les actionneurs d'ouverture des vannes. La pression finale dans la chambre est décrite comme dépendante de la durée d'ouverture de la vanne d'échappement qui est soulignée comme variable [58].

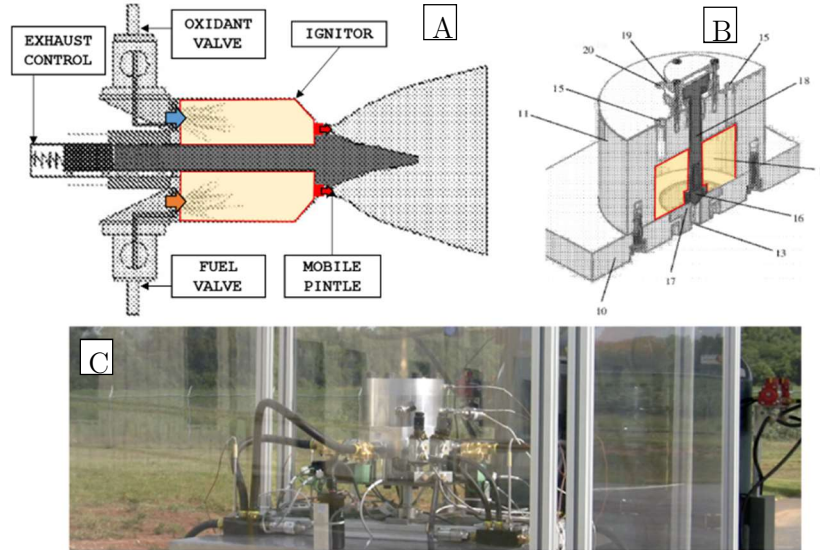


Fig. 1-13: A. Schéma de principe de CVCC pour la propulsion spatiale développé par C3 Propulsion [58]. B. Vue d'une implémentation technique [58]. C. Photo du montage de test [59].

MACI à piston bloqué

Le deuxième cas est une étude expérimentale qui porte sur l'analyse et le design d'une chambre pour turbomachine, réalisée à TU Delft (1979¹⁰) sur deux dispositifs [60]. Le premier est une chambre de 1.69 L (275 x 76 mm, $\lambda=3.6$) à soupape actionnée par un arbre à cames et permet l'étude de conditions d'injection directe liquide de gazole à une fréquence maximale de 25 Hz (Fig. 1-14-A). La chambre est choisie longue pour limiter l'impact aux murs de l'injecteur (6-14 MPa de pressurisation). La deuxième chambre consiste, en pratique, en un MACI à piston bloqué, $\lambda = 0.8$ ¹¹ et est utilisée pour étudier des conditions en pré-mélange carburé (air-essence) en amont de l'admission (Fig. 1-14-B). La variation de la position du piston permet changer le volume de manière paramétrique (0.039-0.243 L). Dans les deux cas, pour une pression initiale et un échappement atmosphérique, il estime que les indices adiabatiques α sont de 30 à 70 %, augmentent avec la richesse et présentent un optimum de volume. Ce calcul dépend, en partie, de la température initiale des gaz avant allumage, considérée à 50°C dans le calcul. En effet, depuis une condition ambiante (20°C) à la température de remplissage adiabatique (100°C)

¹⁰ Le manuscrit de thèse associé aux dispositifs est rédigé en Néerlandais par H. Vandermeulen. Un article [178] rédigé par l'auteur du manuscrit en anglais cette fois, présente des résultats du cycle d'Atkinson par combustion semi-confinée, cycle dit de Karavodine, mais pas de résultats sur les dispositifs CCVSP.

¹¹ Hillman Imp non spécifié, probablement un 998 cc, L = 60.4 mm x D=72.5 mm, taux de compression $\pi = 10.5 : 1$, ou un 875 cc, L = 60.4 mm x D=72.5 mm, taux de compression $\pi = 10 : 1$

(cf. Annexe B), l'écart de calcul peut aller jusqu'à 30 % (10 % à 50°C) en moins par rapport à un remplissage isotherme (20°C)¹².

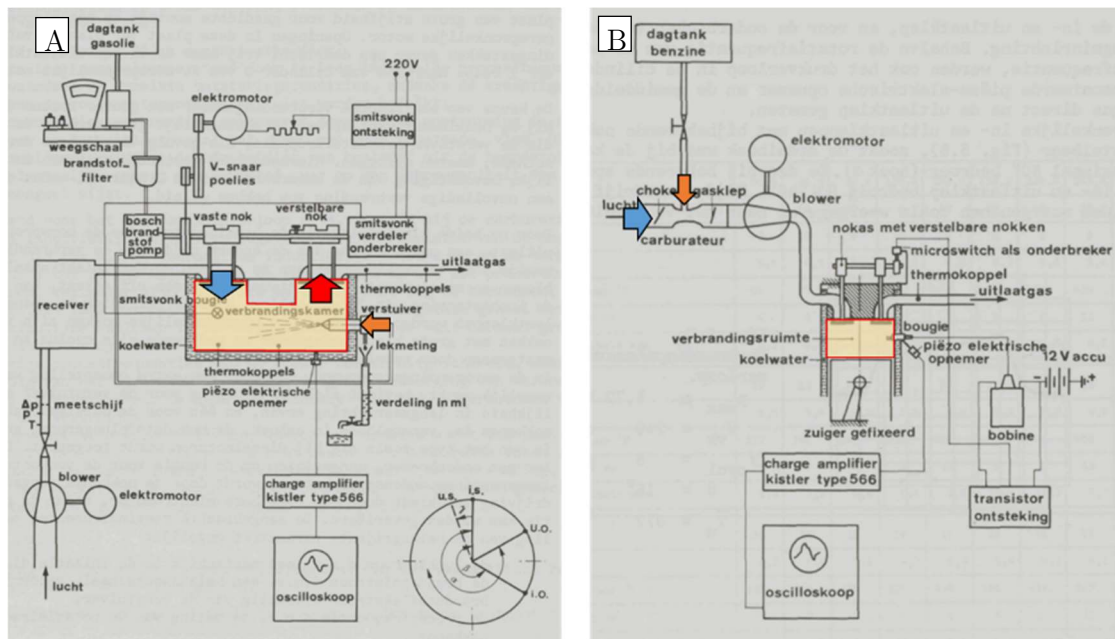


Fig. 1-14: Schémas des dispositifs d'étude de CCVSP exploités à TU Delft par Vandermeulen (adaptés de [60]). A. Chambre de combustion en injection directe. B. Chambre de combustion d'étude en « pré-mélange » par carburation en amont

En injection indirecte, Vandermeulen [60] souligne que les temps de combustion, qui vont de 5 à 20 ms, sont d'un ordre de grandeur inférieurs à ceux observés avec piston. Cette différence peut s'expliquer notamment par la différence de température initiale du mélange à l'instant de l'allumage. En MACI, la compression adiabatique par le piston avant la combustion augmente significativement la température initiale, ce qui contribue à augmenter la vitesse de flamme (d'un facteur 2.8 ici) [51]. En outre, une plus petite chambre conduit à un temps de combustion plus court ce qui est favorisé par un volume et donc une distance à parcourir plus petite et par une vitesse de flamme rapportée (plus élevées d'un facteur 1.8 aux extrêmes). Cette étude souligne dans les deux cas des quantités d'imbrûlés importantes. Cela peut s'expliquer dans le cas du diesel, par les faibles pressions d'injection couplées à la température d'évaporation élevée du carburant et au volume de chambre trop important compte tenu de la fréquence d'opération (10-25 Hz). En MACI, le volume est significativement réduit car la combustion est initiée et se termine à proximité du PMH lorsque le volume de chambre est alors minimum. Dans son étude en injection directe, alors que la chambre est refroidie à l'eau, l'auteur souligne que la présence de points chauds en paroi, au bout de 10 secondes seulement de fonctionnement, permet le ré-allumage de la charge et de se dispenser alors d'un allumage commandé. L'étude théorique associée souligne l'importance des pertes de chaleur lors des transferts de gaz en sortie de la chambre et l'impact qu'ils peuvent avoir sur la qualité du balayage et, finalement, sur la performance du cycle.

¹² Calcul effectué sous Cantera 2.3.0 considérant un mélange propane-air stœchiométrique.

Wave rotor

Le cas du wave-rotor à combustion interne est particulièrement bien documenté notamment, comme souligné dans la partie 1.1, par les travaux récents de Nalim et al. [13], [33], [35]–[39]. Parce que les rapports d'aspects des canaux sont grands (de l'ordre de 13 sur leur prototype), la dynamique interne est largement dominée par un système d'onde (voir Fig. 1-15) se propageant de part et d'autre des canaux. La combustion est aussi influencée par la présence de ces ondes qui accélèrent fortement le front de flamme. A partir des pressions moyennes (relevées sur la Fig. 1-15) et des conditions aux limites associées [13], l'adiabaticité de la combustion peut être estimée entre 0.55 et 0.47¹³. Cette valeur qui est inférieure d'environ 30 % à celles trouvées sur les optima des cas précédents peut s'expliquer notamment par le rapport d'aspect du wave-rotor, qui favorise une plus grande surface de contact entre la chambre et les gaz brûlés.

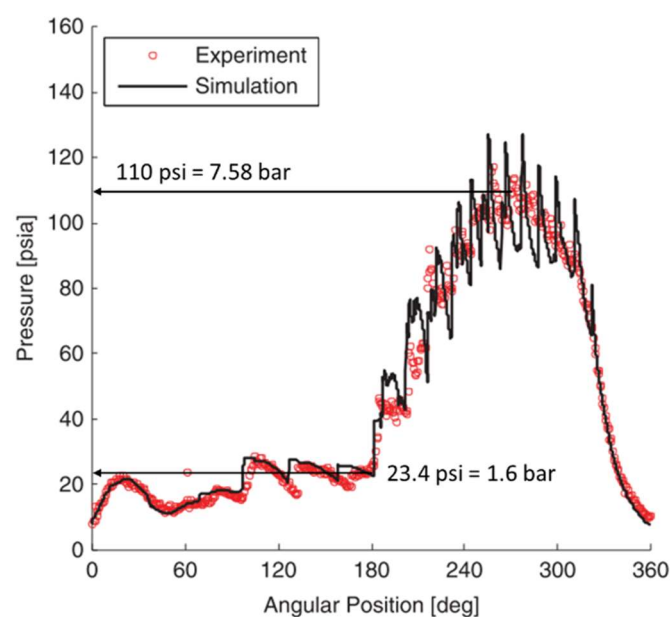


Fig. 1-15. Signal de pression obtenu au centre du prototype de wave-rotor de Nalim et al.[13]

Ces cas d'études soulignent que pour des rapports d'aspect de l'ordre de 1, les pertes aux parois sont du même ordre de grandeur que celle mesurées en MACI. La seconde étude [60] met en évidence un compromis entre la durée de la combustion, l'adiabaticité et le volume de la chambre. Cependant, les conditions étudiées en termes de pression (~ 1 bar) et surtout de température initiale (50°C) sont éloignées de celles de sortie de compresseur d'une turbomachine qui comme discuté précédemment, favorisent à la fois l'évaporation et la cinétique de réaction combustion ce qui participerait à réduire à la fois le temps de combustion et les quantités d'imbrûlés observées.

¹³ La richesse pour le calcul est de 0.88 (celle globale indiquée) et la température initiale considérée est prise entre 16°C et 80°C (température adiabatique de remplissage).

1.4.2. Revue et analyse des solutions technologiques brevetées

L'analyse d'un certain nombre de brevets présent dans la littérature permet de se représenter des configurations d'intégration possibles et les conséquences que ces intégrations peuvent avoir sur la disposition des configurations d'entrées et de sorties de la chambre.

C.A.L. Bosco (1948) [61] décrit une architecture de turbine à gaz intégrant une série de 12 chambres de combustion disposées autour d'un distributeur rotatif (Fig. 1-16). Le distributeur rotatif comprend des lumières qui permettent l'admission de l'air et l'échappement des gaz brûlés. L'admission est radiale et l'échappement axial. Un plénum commun à l'échappement est prévu et son volume est calculé pour assurer l'adaptation de la pression et la température des gaz brûlés aux capacités thermomécanique de la turbine.

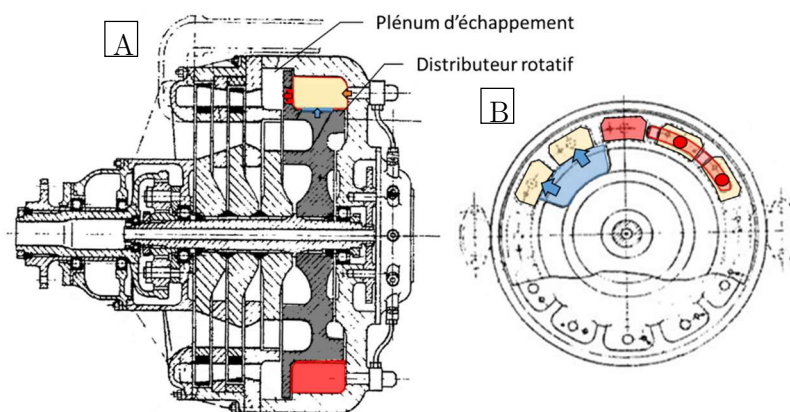


Fig. 1-16: Architecture de turbomachine CVC de C.A.L. Bosco (adapté de [61]). A: Vue en coupe avec en partie haute, la CVCC complètement ouverte et en bas complètement fermée. B: Vue en coupe du distributeur rotatif où figure l'agencement des chambres et des lumières d'ouverture de la chambre.

P. Canarelli [62] (1955) (Fig. 1-17.A-C) décrit une turbine à gaz à 3 chambres en forme de cylindre elliptique, où l'admission est en vis-à-vis de l'échappement. Les phases d'ouvertures sont gérées par un distributeur rotatif qui consiste en deux disques placés aux extrémités de la chambre dont la rotation est réduite par un train épicycloïdal et est solidaire de l'axe principal. E. Guenther (1960) [63] (Fig. 1-17.D) décrit un dispositif similaire à 15 chambres où le distributeur comporte 3 jeux de lumières disposés à 120° . Certaines de ces lumières sont traversantes, permettant aux gaz brûlés d'être détendus dans la turbine, d'autres déviant le flux sortant radialement de sorte à recycler et diluer l'air de balayage.

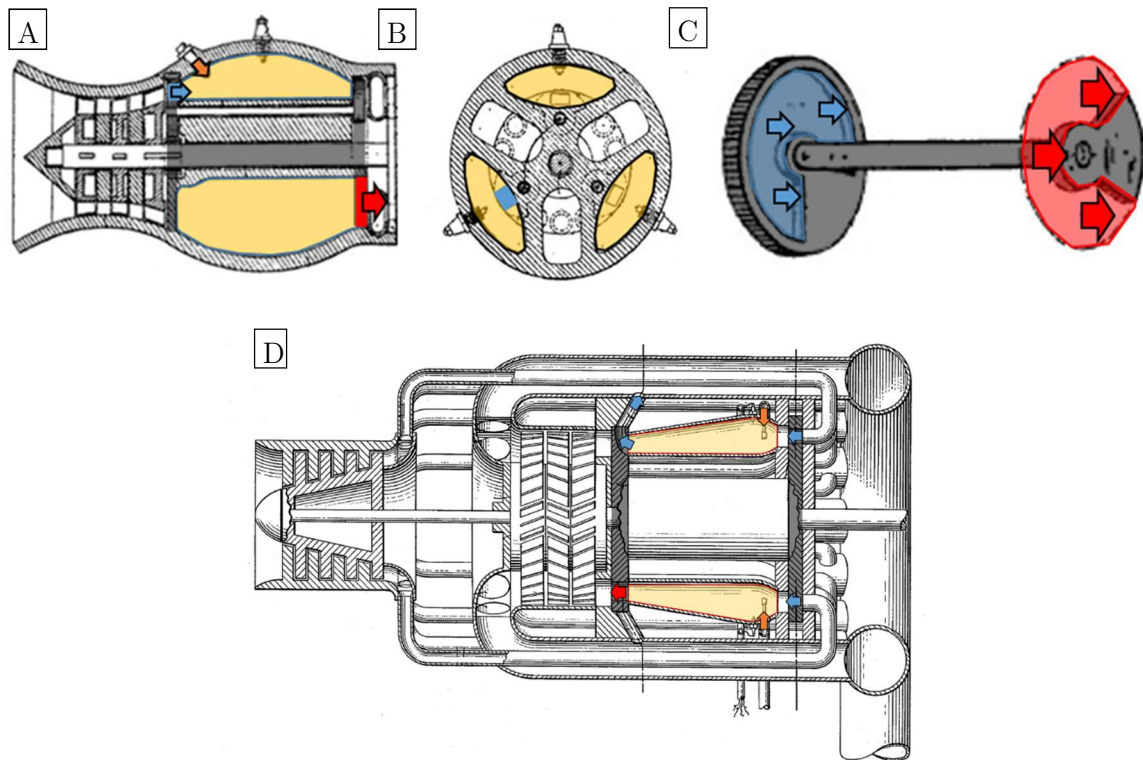


Fig. 1-17 : Architecture de turbomachine CVC de P. Canarelli (adapté de [62]). A: Vue en coupe avec en partie haute, la CVCC complètement ouverte et en bas complètement fermée. B: Vue en coupe du distributeur rotatif où figure l'agencement des chambres et des lumières d'ouverture de la chambre. C: Vue séparée du distributeur rotatif. D : Vue en coupe de la CVCC de E. Guenther (adapté de [63])

M. Kadenacy (1948) [64] présente un module de combustion à 4 chambres cylindriques. Un distributeur rotatif entraîné par un moteur séparé permet l'admission et l'échappement radial des gaz là encore par des lumières. Le dessin technique du distributeur inclut un labyrinthe pour assurer l'étanchéité dynamique pendant les phases à volume constant.

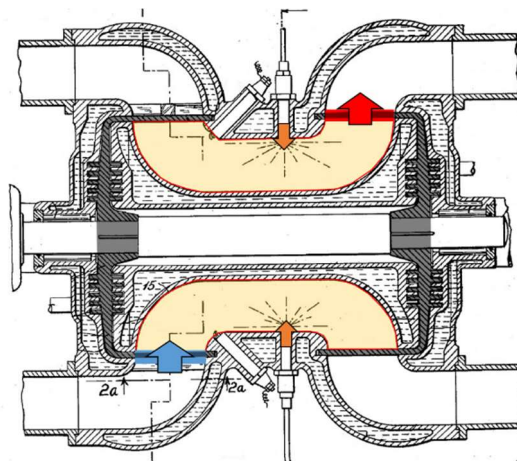


Fig. 1-18: Vue en coupe de l'architecture de turbomachine CVC de M. Kadenacy [64].

Les designs présentés par A.G. Forsyth (1941) et J. Semery (1980) présentent des chambres où l'admission et l'échappement sont réalisés par des soupapes respectivement entraînées par actionneur hydraulique (Fig. 1-19) ou par des cames solidaires de l'arbre de compresseur.

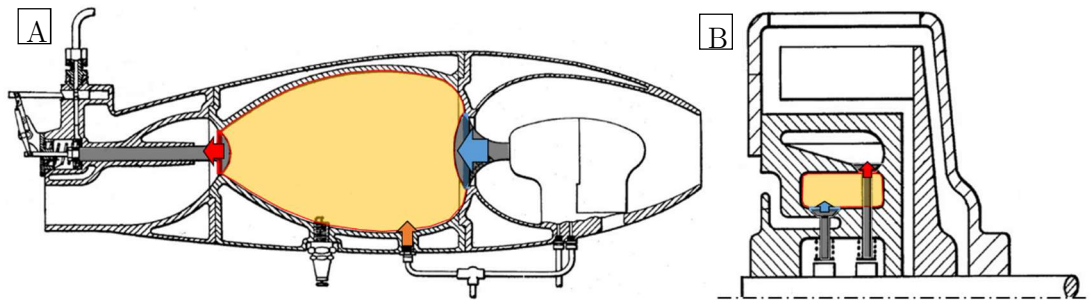


Fig. 1-19: A : Vue en coupe de la CVCC de A.G. Forsyth (adapté de [65]). B : Vue en coupe de la CVCC de J. Semery (adapté de [66]).

W. V. Taylor (1968) [67] décrit un dispositif à distributeur rotatif qui constitue les 3/4 de la chambre. De fait, la position du collecteur d'échappement et d'admission est fixe et le rotor constitué de 20 chambres, tourne à une fréquence de 2000 tr/min (33 Hz). La conception de ce dispositif est similaire à un wave-rotor à faible rapport d'aspect. Une particularité du dispositif est qu'il comporte un régénérateur permettant de récupérer, à l'aide d'un échangeur, une partie de l'enthalpie résiduelle des gaz en sortie de turbine, pour la transmettre à l'air d'admission.

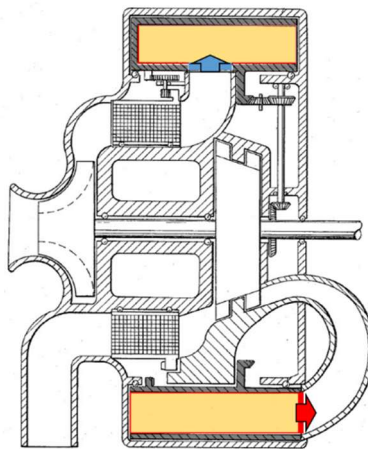


Fig. 1-20. Vue en coupe de la CVCC de W.V. Taylor (adapté de [67]).

Plus récemment, le concept est reconsidéré chez le groupe motoriste européen SAFRAN. B. Robic [68] Safran Aircraft Engines, anciennement SNECMA, propose une chambre à configuration d'admission/échappement linéaire fermée par un système de sphères rotatives percées de part en part. Ce concept est similaire à celui de M. Aguilar (2011) [69] ou de B.G. Macarez (2001) [70] qui proposent respectivement l'utilisation pour l'admission et l'échappement, de cames cylindriques rotatives ou d'un papillon rotatif. G. Taliercio et C.N.H Viguier (2016) [71] chez Safran Helicopter Engines, anciennement TURBOMECA, proposent un concept de turbine à distributeur rotatif où l'entrée et la sortie des gaz sont radiales (Fig. 1-21) et opposées.

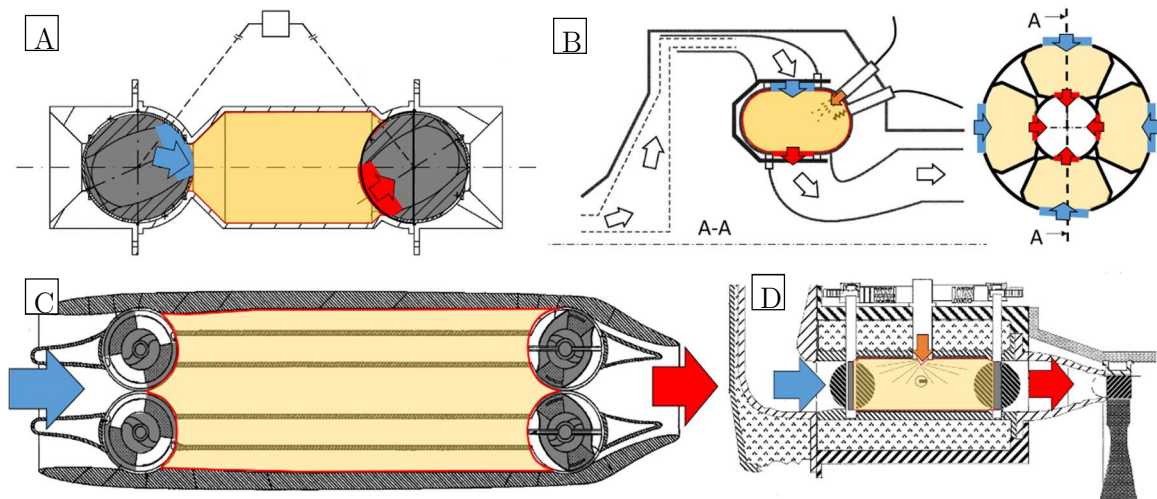


Fig. 1-21. A: Vue en coupe de la CVCC de Robic [68]. B : Vues en coupe du concept de CVCC de Taliercio et Viguiet [71]. C. Vue en coupe de la CVCC de Aguilar [69]. D. Vue en coupe de la CVCC de Macarez [70].

M. Leyko (SAFRAN Tech, 2016) [72] propose, quant à lui, un système à distributeur radial où l'entrée et la sortie sont du même côté de la chambre. Il évoque la possibilité d'utiliser un système de tube pour interconnecter les chambres de sorte à transférer des gaz brûlés d'une chambre à l'autre pour assurer l'allumage.

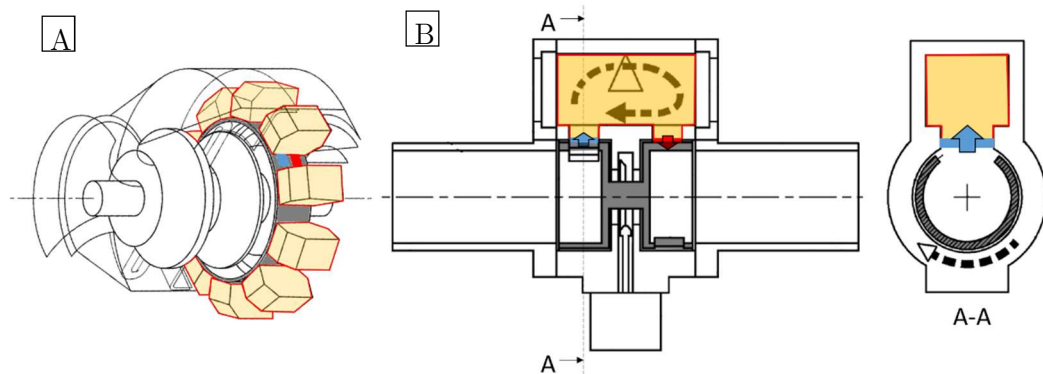
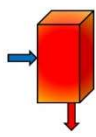
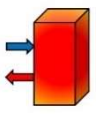
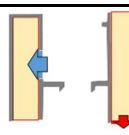
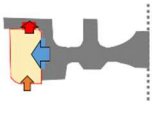
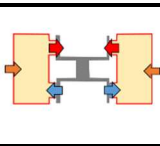
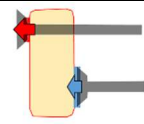
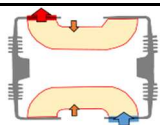
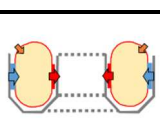
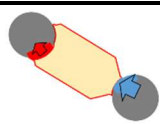
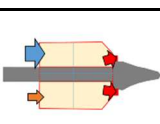
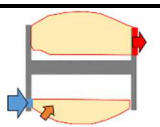
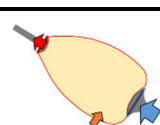
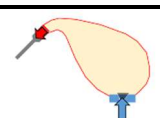


Fig. 1-22. A. Vue conceptuelle (Leyko, 2016 [72]) de l'intégration d'un turbomoteur à 10 chambres de combustion isochore. B. Vues en coupe d'une configuration simplifiée qui permet d'explicitier le fonctionnement du distributeur rotatif radial coaxial.

Tableau 1-2: Synthèse des configurations de chambre rencontrées dans la littérature des brevets : rapport d'allongement, date de publication, configuration et système d'A/E

Configuration													
Référence	Taylor [67]	Bosco [61]	Leyko [72]	Semery [66]	Kadenacy [64]	Taliercio [71]	Robic [68]	DiSalvo [57]	Canarelli [62]	Forsyth [65]	Holzwarth [73]		
Date	1968	1948	2015	1980	1948	2016	2013	2008	1955	1941	1912		
Schéma de la chambre de combustion													
Rapport d'allongement	4.0	1.7	2.0	2.4	4.6	1.8	1.5	1.1	2.9	1.4	1.8		
Système d'A /E	Distributeur r rotatif	Distributeur r rotatif	Distributeur r rotatif	Soupapes	Distributeur r rotatif	Distributeur r rotatif	Cames rotatives	Soupapes	Distributeur r rotatif	Soupapes	Soupapes		

Dans cet ensemble de concepts (résumé dans le Tableau 1-2), des configurations similaires sont identifiées. Le choix du système de fermeture, e.g. vannes rapides ou distributeur rotatif, par sa géométrie, par la position de ses lumières d'A/E et par son mode d'entraînement, e.g. directement sur l'arbre ou réduit, influence clairement l'intégration des CVCC associées dans la turbomachine et la position relative des lumières d'A/E dans ces dernières. On peut identifier 3 configurations canoniques de chambre. La configuration influence l'aérodynamique de remplissage, le balayage le cas échéant, et donc la combustion. La plupart discutent l'équilibre dans le dimensionnement entre le nombre de chambres, leur volume respectif, la fréquence de cycle et la contrainte d'encombrement.

A la connaissance de l'auteur, depuis le regain d'intérêt récent pour la PGC, le seul montage expérimental documenté¹⁴ qui permette l'étude d'une CCVSP, est une chambre à valve rotatives [15], [74]. Les études menées sur ce montage apportent une preuve de faisabilité d'emploi d'une CCVSP à haute fréquence (40 Hz). Quelques-uns des résultats principaux sont rappelés dans la section suivante.

1.4.3. Preuve de faisabilité récente sur un prototype de CCVSP

Le prototype de chambre de combustion CVC est installé au laboratoire de combustion à l'Institut PPrime et détaillé dans l'étude expérimentale de Boust et al. [14] et numérique de Labarrere et al. [15]. La conception, la réalisation et l'exploitation du dispositif interviennent dans le cadre d'un projet RAPID de la Direction Générale de l'Armement, avec COMAT et TURBOMECA [19]. L'objectif du projet était alors de démontrer la faisabilité de la combustion isochore à des fréquences élevées requises pour la propulsion. Le dispositif consiste en une chambre de 0.65 L en configuration linéaire d'admission/échappement.

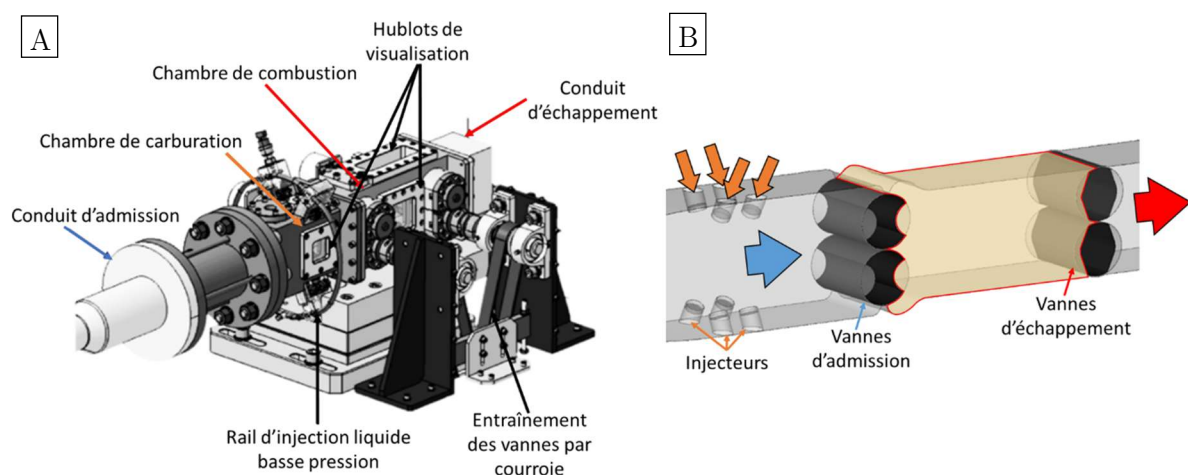


Fig. 1-23. A: Vue CAO du prototype de CVC étudié à PPrime. B: Modèle de la chambre utilisé pour la LES réactive par Labarrere et al. [15] (figures adaptées de [15]).

Des doublets de cames rotatives sont utilisés à l'admission et à l'échappement. Une came rotative consiste en un cylindre à profil angulaire variable dessiné pour que sa rotation produise un profil

¹⁴ Le dispositif développé dans le cadre de ce manuscrit, mis à part.

de section d'échappement contrôlé. Le carburant (iso-octane) est injecté liquide par des injecteurs basse pression ($D_{32}=200\text{ }\mu\text{m}$ à 8 bar) placés en amont des vannes d'admission, dans une chambre de carburation. L'allumage est assuré par décharges électriques à l'aide d'un allumeur développé en interne pouvant déposer jusqu'à 300 mJ et des bougies de type automobile. L'accès optique dans la chambre est limité par le système d'entraînement des cames rotatives. Un balayage des paramètres physiques impactant le processus de combustion (richesse, fréquence de cycle, phasage des cames et pression initiale sur le dispositif) a été opéré et montre qu'un fonctionnement stable est possible à des fréquences de 40 Hz pour une pression initiale de 2.7 bar et une température initiale de 150°C^{15} . La chambre peut travailler à une pression différente de la pression amont, i.e. la pression finale d'entrée turbine peut être différente et notamment inférieure à la pression sortie de compresseur. L'étude sur le dispositif a mis en évidence plusieurs points critiques au développement de ce type de chambre et à la compréhension de leur fonctionnement :

- Le rapport de pression choisis (2.7 : 1) et les sections faibles à l'ouverture conduisent à l'existence de section soniques à l'ouverture des cames. La phase d'admission génère donc des jets de gaz dans la chambre qui présentent des vitesses importantes, supérieure à 100 m/s (150 m/s mesuré au centre de la chambre par PIV), pendant les premiers instants d'ouverture (Fig. 1-24).

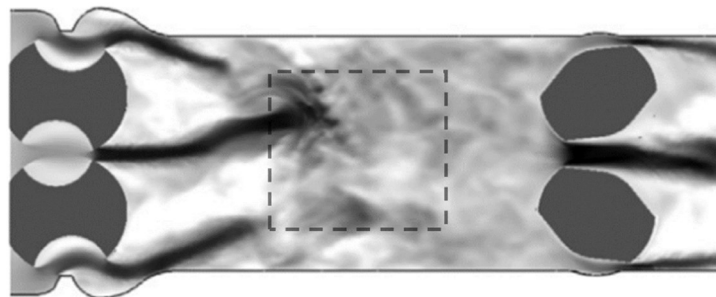


Fig. 1-24: Champ de vitesse pendant l'admission obtenu par LES, l'échelle est de 0 (blanc) à 100 (noir) m/s. L'admission à gauche et l'échappement à droite (adaptée de [15]). La fenêtre de visualisation permise par le hublot figure en cadre pointillé.

- La turbulence de petite échelle, nécessaire pour obtenir des vitesses de flammes importantes [75][76], ne s'adapte pas à la fréquence de fonctionnement, celle-ci n'étant pas imposée par la déstructuration volontaire des structures à grandes échelles générées lors de l'admission. En effet, les mesures ont mis en évidence que si on augmente la fréquence de 25 à 40 Hz (soit de 60 %), la turbulence n'est augmentée quant à elle que de 16 % à l'instant d'allumage. A la fermeture des vannes, la décroissance de la turbulence est libre et varie peu avec la fréquence de fonctionnement. Ce comportement est donc différent de celui observé sur une CCVAP, où l'intensité turbulente à l'allumage au PMH est très fortement influencée par la compression par piston. En effet, cette dernière croît quasi linéairement avec la vitesse moyenne du piston, donc avec le régime [50, Ch. 8].
- En conséquence il existe une fréquence de fonctionnement limite au-delà de laquelle la vitesse de combustion est insuffisante pour assurer une combustion complète dans la chambre.

¹⁵ La température adiabatique associée à un rapport de compression de 2.7 est de 106°C ($\gamma = 1.35$).

Typiquement, on observe qu'au-delà de 40 Hz, la pression moyenne maximale des cycles de combustion diminue.

- Sur ces points de fonctionnement, la variation de cycle à cycle peut être importante, impactant alors les cycles suivants du fait de conditions initiales différentes, la masse résiduelle pouvant varier significativement (ici de 1 à 20 % d'après les calculs par LES).
- Sans piston, de grandes structures aérodynamiques générées à l'admission persistent dans la chambre. Les vitesses de convection induites peuvent conduire à des ratés d'allumage.
- Compte tenu des solutions technologiques mises en œuvre, une vitesse de rotation minimum est nécessaire pour s'assurer d'une bonne étanchéité dynamique.
- Les éventuelles fuites sont extrêmement délicates à estimer, ce qui rend l'analyse de performance imprécise. En effet, le débitmètre Coriolis utilisé sur la ligne d'alimentation possède un temps de réponse insuffisant pour résoudre le débit d'un cycle. De plus, la débit-métrie instationnaire à haute pression n'est pas encore au point pour résoudre ce problème. Des essais préliminaires ont montré qu'elle était possible à basse pression (1-1.5 bar en amont).
- Pour la simulation, la présence de pièces mobiles nécessite la mise en œuvre de méthodes numériques de type frontière immergées (Immersed Boundary Conditions, IBC) ou MISCOCG (Multi-Instances Solver Coupled on Overlapping Grid) qui font encore l'objet de recherche. Ces méthodes présentent aussi des défauts de « fuites » numériques intrinsèques qu'il est nécessaire de quantifier et d'ajuster aux valeurs expérimentales.
- La proportion de gaz résiduel peut varier et impacte la chimie et la vitesse de propagation de flamme. Numériquement cela impose l'utilisation de tabulation de chimie complexe ou l'intégration d'une chimie squelettique suffisamment précise. Quelle que soit la solution, la validation sur des mesures prenant en compte la dilution est un préalable.

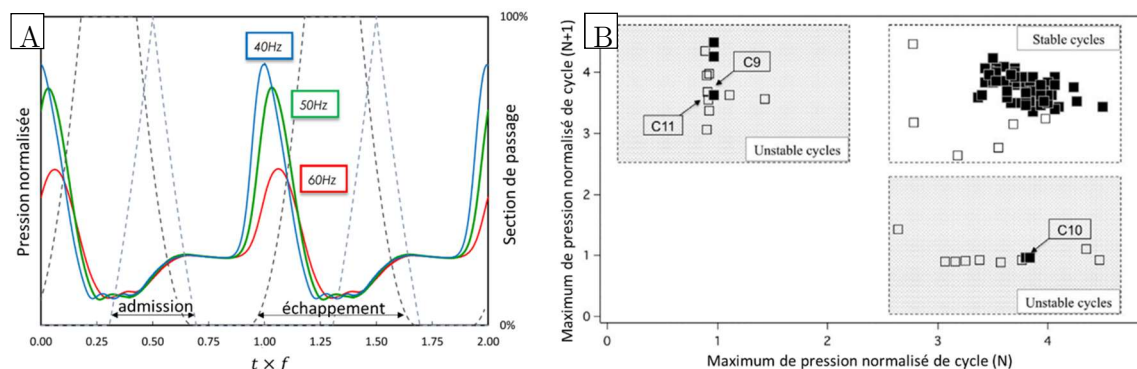


Fig. 1-25: A : Variation de la fréquence de cycle de 40Hz à 60Hz sur le prototype de CCVSP à iso-paramètres (adapté de [14]). B : Variabilité de cycle à cycle de la pression maximale de cycle [14].

1.5. Synthèse et objectifs du manuscrit

La littérature présente peu d'études chiffrées de l'application sur turbomachine de chambres de combustion à valve sans piston. La puissance spécifique d'un moteur utilisant cette technologie va dépendre d'un compromis entre le volume total de combustion et la fréquence de cycle. À iso-cylindrée, parce que le volume est constant, la flamme doit se propager sur des distances significativement plus grandes. La fréquence de cycle peut donc être limitée par une durée de combustion trop importante. La vitesse de combustion dépend de la richesse, de la température et de la dilution locale du mélange ainsi que de la turbulence. Les brevets, bien que très élusifs, permettent d'identifier les possibilités d'intégration de ces chambres de combustion dans une turbomachine. L'aérodynamique de remplissage de ces chambres dépend de leurs géométries, notamment du rapport d'allongement, ainsi que de la position de l'admission et de l'échappement. Le mélange gaz frais/gaz résiduels dépend de l'aérodynamique de remplissage et du balayage donc à la fois de la position d'admission et d'échappement.

L'exploitation du prototype CVC opéré à l'institut PPRIME souligne l'intrication de l'aérodynamique, du mélange et de la combustion (champ aéro-thermochimique) et leurs conséquences sur la variabilité de cycle-à-cycle. L'utilisation de cames rotatives rajoute de l'incertitude sur plusieurs paramètres critiques à la combustion tels que la masse initiale (quantité de carburant injecté, masse balayée, masse perdue en fuites). Les éléments rotatifs et les simulations réactives associées sont coûteux à implémenter numériquement et à calibrer. En outre ce dispositif ne permet pas d'explorer les différentes configurations d'A/E et leur impact sur le champ aéro-thermochimique.

Le montage développé dans ce manuscrit (CV2 pour Constant-Volume Combustion Vessel), propose de s'affranchir au maximum des contraintes technologiques pour permettre une analyse physique et identifier les optimisations possibles. Le dispositif CV2 se doit donc d'être modulaire, pour appréhender les différentes configurations possibles d'admission-échappement tout en permettant une caractérisation fine de la phénoménologie et des conditions aux limites. Aussi la capacité du montage à recevoir des diagnostics optiques variés est impérative et impose donc des accès optiques privilégiés. Ce manuscrit est la synthèse d'une première étude menée sur ce montage où 3 problématiques principales sont discutées :

- Sensibilité à la vitesse, à la richesse et à la dilution sur l'allumage en écoulement turbulent et advecté (Chapitre 4)
- Sensibilité de la propagation de flamme à la dilution induite par une variation de contrepression et des performances induites sur le cycle (Chapitre 5)
- Sensibilité de mélange alcane/air au ré-allumage par mélange avec les gaz résiduels (Chapitre 6)

La configuration retenue est une configuration linéaire s'apparentant à celle déjà explorée au laboratoire dans le cadre du projet RAPID présenté succinctement plus haut.

Le chapitre suivant décrit ce nouveau montage CV2, la caractérisation des conditions aux limites et les outils d'analyse numériques mis en place.

Chapitre 2

CV2 : un dispositif d'étude de la combustion à volume constant cyclique représentatif des chambres à valves sans piston

Sommaire

2.1.	Description globale du dispositif.....	64
2.2.	Protocole et réglages des conditions d'utilisation.....	70
2.2.1.	Caractérisation des vannes rapides et de leur section d'ouverture.....	72
2.2.2.	Injecteurs de carburants gaz et liquide	76
2.2.3.	Système d'allumage par décharge électrique.....	80
2.2.4.	Mesure de la richesse dans la chambre de combustion	82
2.2.5.	Mesure de la richesse de combustion à l'échappement par sonde lambda	85
2.3.	Résolution du champ de vitesse instantanée par <i>particle image velocimetry</i>	87
2.3.1.	Mesure du champ de vitesse.....	87
2.3.2.	Calcul des propriétés de la turbulence	94
2.4.	Modèle d'analyse thermodynamique 0D multizones.....	99
2.4.1.	Description des conditions aux limites, des échanges de chaleur et de masse.....	99
2.4.2.	Description de la chambre de combustion	102
2.4.3.	Validation, intégration et ajustement des paramètres sur une séquence.....	104
2.5.	Synthèse sur la mise en place du dispositif CV2	110

2. CV2 : un dispositif d'étude de la combustion à volume constant cyclique représentatif des chambres à valves sans piston

2.1. Description globale du dispositif

Description de la chambre

Le dispositif de Chambre de Combustion à Volume Constant (Constant-Volume Combustion Vessel ou CV2) est un montage d'étude du fonctionnement cyclique des CCVSP à l'échelle du laboratoire. Ce montage est constitué d'une chambre de combustion, connectée à plusieurs réservoirs dans lesquels sont établies les conditions génératrices, i.e. la pression et la température. La chambre est un parallélépipède rectangle à faces modulaires, usiné en acier inoxydable (17-4 PH). La modularité permet de reproduire chacune des configurations canoniques rapportées dans la littérature et ce pour différents rapports d'aspect interne (voir Fig. 2-2). Le volume interne de la chambre est un parallélépipède rectangle de dimensions $150 \times 50 \times 50$ mm ($\lambda = 3$). Ce volume est modulable par l'insertion de sabots aux extrémités, ce qui permet d'en réduire la dimension principale à 50 ou 100 mm ($\lambda = 1$ ou 2). Les phases d'admission et d'échappement (A/E) du débit principal sont réalisées via 2 électrovannes rapides COAX MK10. Au volume interne de la chambre (0.125/0.250/0.375 L) se rajoutent des volumes cylindriques additionnels nécessaires pour les raccords des vannes d'admission. Les sabots contribuent également à l'augmentation des volumes internes de raccord.

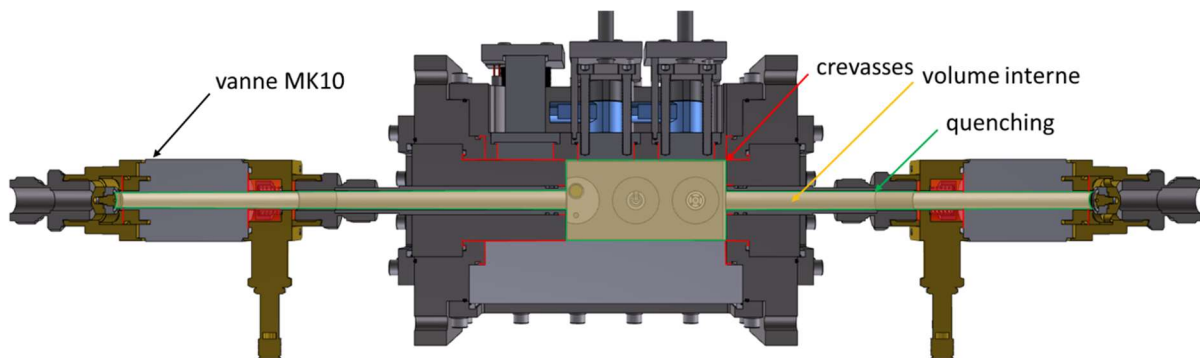


Fig. 2-1: Vue en coupe de la chambre de combustion en configuration 1, linéaire de volume $100 \times 50 \times 50$ mm et injection directe propane. Le volume interne du dispositif est en jaune et les crevasses d'assemblage en rouge.

Changer la position des inserts d'A/E dans les flasques (voir des exemples de configuration donnés en Fig. 2-2) permet de modifier la configuration de la chambre pour retrouver les cas identifiés dans la littérature. Les inserts d'A/E sont des tubes lisses d'un diamètre intérieur de 12 mm au bout desquels sont montées les vannes rapides (détaillées dans la partie 0) dont le volume interne participe au volume de remplissage/combustion. Dans ce manuscrit, l'étude est limitée à l'étude de la configuration linéaire d'A/E (Fig. 2-1 et Fig. 2-2.A).

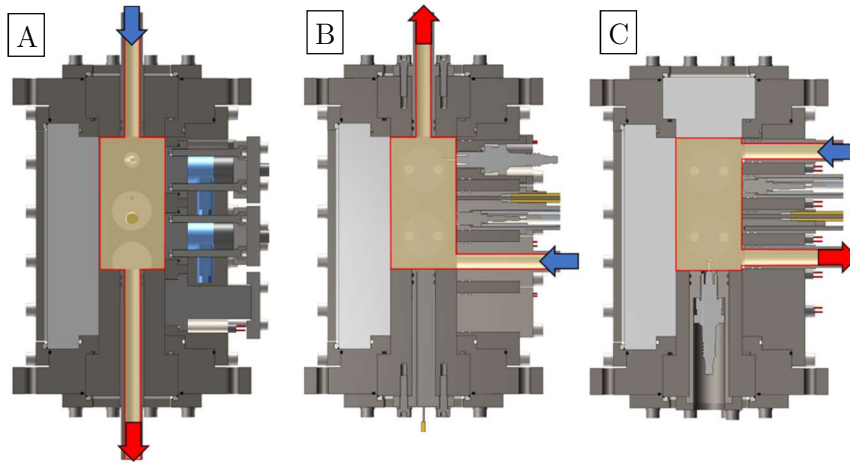


Fig. 2-2: Changement de configuration d'admission/échappement en 0.25 L similaire à ce qui est observé dans la littérature. A : configuration linéaire. B : configuration en point d'angle. C : configuration en point d'arrêt

L'ensemble est réalisé et assemblé avec des tolérances et jeux mécaniques réduits de sorte à minimiser les volumes des crevasses (volumes morts). Les volumes, internes et de crevasses, de chambre ont des propriétés thermodynamiques extensives qui doivent être mesurées ou estimées au mieux pour assurer la fidélité des simulations, des propriétés de remplissage (température, pression) et de combustion (imbrûlés dans les crevasses). En effet, en combustion pré-mélangée ou partiellement pré-mélangée, la combustion est initiée et se propage globalement jusqu'aux parois de la chambre. Les gaz frais sont comprimés dans les cavités proches de la paroi et notamment dans les jeux d'assemblages. Cette quantité d'imbrûlés participe directement à la dégradation de l'efficacité de combustion et doit donc être correctement estimée via les volumes de crevasses. Le volume total est mesuré par remplissage en eau de la chambre (voir détails de la procédure en Annexe C). Dans la configuration principalement caractérisée dans ce mémoire, le volume interne total est de 0.3214 ± 0.0017 L (0.5 %). De larges accès optiques épaulés, épais de 39 mm et réalisés en silice UV 7980 KrF (voir propriétés en Annexe D), permettent l'accès complet au volume interne parallélépipédique. L'étanchéité du volume interne est réalisée en plusieurs points (Fig. 2-3). Au niveau des flasques, des brides et des inserts, l'étanchéité est assurée par des joints toriques (FKM Viton) de sorte à minimiser les volumes des crevasses. Le volume des crevasses est estimé via la mesure des jeux d'assemblages (recoupement de mesures avec des cales et un pied à coulisse) et, dans la configuration 1, représente 2 % du volume total.

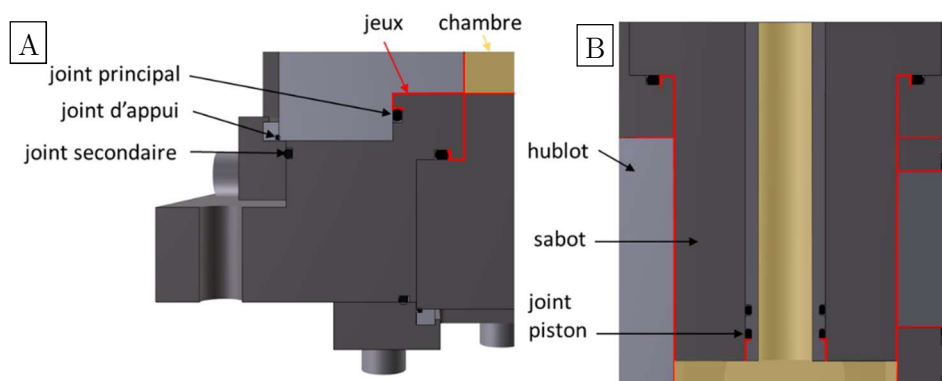


Fig. 2-3: A: Vue en coupe du montage d'étanchéité du volume de chambre (jaune) des flasques et visualisation des volumes de crevasses (rouge). B : Vue des crevasses rajoutées par le sabot et étanchéité des inserts.

La chambre peut être chauffée jusqu'à 150°C. La température est régulée par PID sur des cartouches chauffantes (6.35 mm, 175 W/230 V) disposées dans les brides (voir leur nombre et disposition en Fig. 2-4). Un thermocouple type E à jonction érodée (Nanmac E12-3) permet la mesure de température de surface de la paroi interne, et sert de référence pour la régulation de la chambre. Cette mesure de la température de paroi est directement exposée au gaz et permet par méthode inverse, de calculer le flux local échangé à la paroi [77]. A une température de chauffe de 130°C, une série de thermocouples type K est utilisée pour contrôler a priori (sans écoulement, chambre fermée) que les parois internes de la chambre sont spatialement homogènes ($\pm 5^\circ\text{C}$) en température.

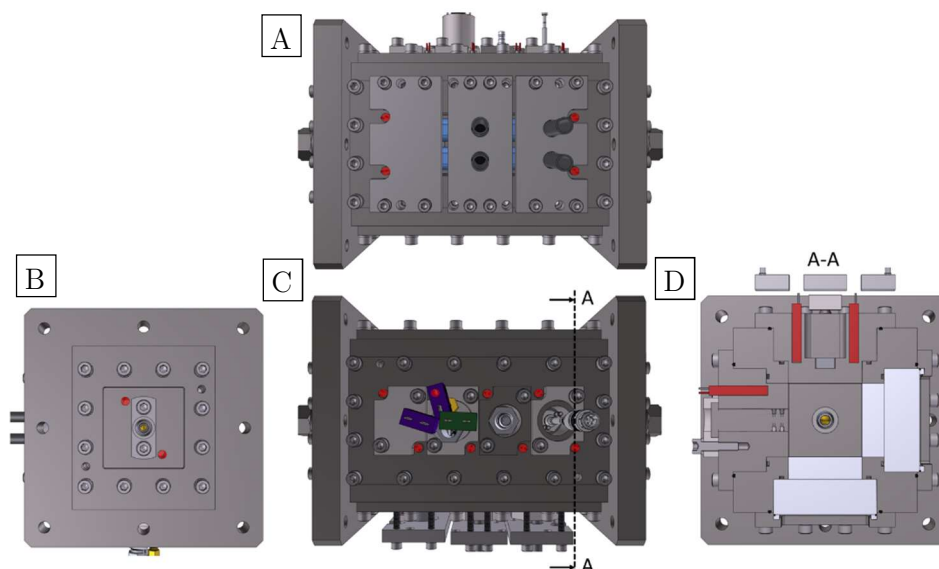


Fig. 2-4. Les cartouches chauffantes sont surlignées en rouge. A. Vue des 4 cartouches sur la bride d'injection. B. Vue des 2 cartouches sur les petits sabots. C. Vue des 8 cartouches sur la bride d'instrumentation. D. Vue en coupe du montage des cartouches.

Description du système d'admission

Le système d'admission consiste en un panneau de mélange à 4 entrées (air, propane, azote, et oxygène) qui permet de : remplir le réservoir principal (20 L) d'un mélange comburant ou d'un pré-mélange, remplir le réservoir de propane (pur), pressuriser le réservoir d'injection liquide (voir Fig. 2-5). Le réservoir principal peut être chauffé et régulé en température jusqu'à 150°C par un PID contrôlant des colliers chauffants. Le réservoir est relié à la vanne par un flexible de 1.5 m et de diamètre intérieur de 16 mm chauffé et régulé en température jusqu'à 150°C (Vulcanic 390 W). Le volume d'admission est rempli à une pression supérieure à la chambre pour permettre, étant donné les sections de vanne, d'obtenir un débit massique similaire à celui du prototype. Ce volume, qui inclut les volumes des différents tuyaux de connexion du panneau, celui du réservoir principal, et celui du tuyau de raccord est précisément mesuré et est de 20.76 ± 0.07 L (0.3 %) (voir la méthodologie développée en Annexe C).

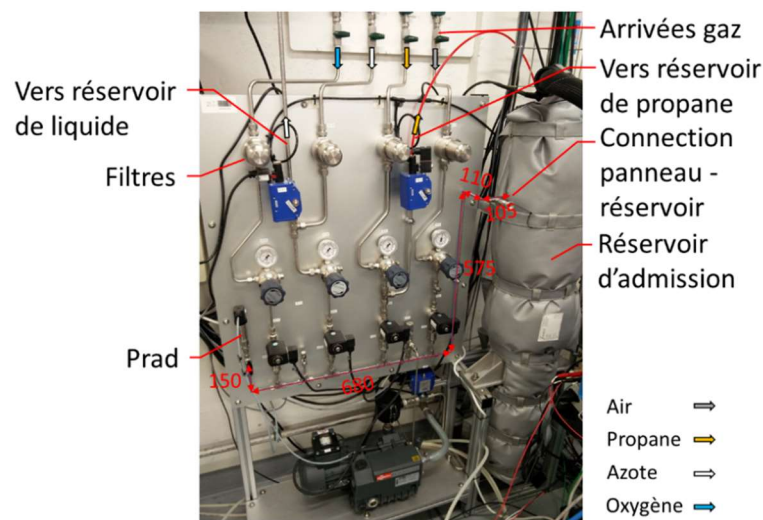


Fig. 2-5. Panneau d'admission et position du capteur de pression Prad par rapport au réservoir.

Description du système d'échappement

Le système d'échappement permet de contrôler la pression de refoulement lors de l'échappement. Il consiste en un réservoir principal de 20 L (similaire à celui d'admission) relié à deux réservoirs de 50 L via une tuyauterie en 16 mm de diamètre interne. Une vanne quart-tour permet de découpler l'ensemble et de travailler avec un volume d'échappement de 20 L ou de 120 L. Le réservoir principal est relié à la vanne d'échappement par un flexible non-isolé de 16 mm de diamètre interne d'environ 1.5 m de long.

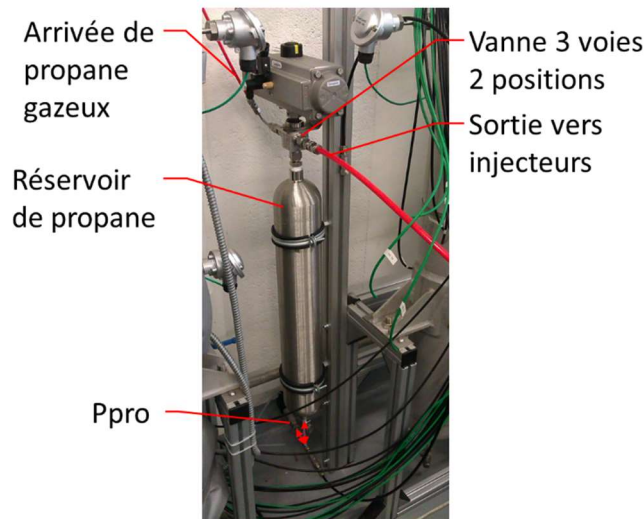


Fig. 2-6. Système d'injection de propane et position du capteur de pression Ppro par rapport au réservoir.

Le carburant gazeux (propane) est stocké dans un réservoir d'un gallon (3.78 L) (Fig. 2-6). Le volume de l'ensemble avec les connectiques est mesuré par mise sous pression et pesée de bouteille (voir méthodologie en Annexe C) et vaut 3.79 L pour la partie mesurée en haute pression (acier inoxydable). Le volume de tuyaux souples, qui connecte le réservoir aux injecteurs, vaut 0.23 L. Le volume total du système d'injection de propane est donc de 4.02 ± 0.1 L.

Les volumes des réservoirs sont choisis de sorte à pouvoir mesurer les chutes de pression respectives à une séquence. Cette mesure permet de calculer a posteriori les masses échangées, tout en conservant la variation des conditions aux limites inférieure à 10 % (méthode détaillée en Annexe G et section 2.2.4).

Description des capteurs et systèmes d'acquisition

L'acquisition de données et le contrôle du banc sont réalisés par un contrôleur National Instrument (PXIe-8820) qui opère une carte d'acquisition/contrôle rapide (PXIe-6363) utilisée à 100 kHz dédié par voie et une carte d'acquisition lente (PXI-6224) à 10 kHz par voie. La chambre est équipée de deux capteurs de pression qui permettent d'enregistrer le signal de pression de combustion. Un capteur piézorésistif (Kistler 4049B) permet l'acquisition dynamique du signal de pression jusqu'à 21.5 bar (résistance mécanique de 30 bar). Ce capteur est adjoint à un capteur piézo-électrique (Kistler 6067C) qui permet de mesurer les dynamiques hautes fréquences et de résoudre les pics de pression au-delà de la valeur de saturation du 4049B (21.5 bar). L'ensemble des capteurs utilisés sur le banc, leur bande passante, leur précision et leur fréquence d'acquisition sont résumés dans le Tableau 2-1.

Tableau 2-1: Résumé de l'instrumentation utilisée sur le dispositif CV2.

Label	Grandeur mesurée	Technologie	Référence	Incertitude	Bande passante
Pdcc	Pression de chambre relative	Piézoélectrique	Kistler 6067C	25 mbar	90 kHz
Pacc	Pression de chambre absolue	Piézorésistif	Kistler 4049B	60 mbar	60 kHz
Tw	Mesure en chambre de flux pariétal local	Thermocouple à jonction abrasée	Nanmac E12-3	1°C	100 kHz
Afc	Capteur de fin de course d'admission	Codeur inductif	Balluff BHS005P	/	400 Hz
Efc	Capteur de fin de course d'échappement	Codeur inductif	Balluff BHS005P	/	400 Hz
Ppro	Pression de propane absolue	Piézorésistif	Druck PTX 5072	10 mbar	3.5 kHz
dPpro	Pression de propane différentielle	Piézorésistif	Druck PTX 5072	0.2 mbar	3.5 kHz
Prad	Pression de réservoir d'admission absolue	Piézorésistif	Druck PTX 5072	16 mbar	3.5 kHz
Prej	Pression de réservoir d'échappement absolue	Piézorésistif	Druck PTX 5072	10 mbar	3.5 kHz
Ple	Pression de ligne d'échappement	Piézorésistif	Kistler 4049B	60 mbar	60 kHz
λ	Concentration d'oxygène à l'échappement	Sonde lambda	Bosch LSU 4.9	/	<10 Hz

Une interface développée en interne permet de contrôler sur un ordinateur à distance, relié en Ethernet au contrôleur, l'ensemble des systèmes et actionneurs. Le dispositif CV2 est conçu pour fonctionner sur une série limitée de cycles. Le volume des réservoirs permet de réaliser une série jusqu'à 12 cycles. La chute de pression cumulée du réservoir d'admission est en général limitante (de l'ordre de 10 %). Le chronogramme d'un cycle, complètement paramétrable, est renseigné a priori par l'utilisateur et permet notamment la variation de la durée d'injection de carburant de cycle-à-cycle (renseignée dans un tableau). Cela permet de pouvoir varier rapidement les calages des actionneurs et, par exemple, de pouvoir faire varier les calages d'admission d'air, de carburant ou d'échappement. Avant le tir, la séquence est pré-chargée sur l'automate. La séquence déclenchée, l'automate exécute la séquence pré-chargée et enregistre les voies d'acquisition dynamiques pour l'analyse a posteriori. Le nombre de voies enregistrées peut être défini a priori et a évolué tout au long du développement du système (initialement à 9 puis progressivement passé à 12).

2.2. Protocole et réglages des conditions d'utilisation

Limites et réglages des conditions d'utilisation

La chambre est conçue pour opérer à une pression maximum de combustion de ~ 64 bar (contraintes fortes sur les vannes, les hublots et certaines brides). Aussi la pression initiale maximum envisagée en combustion est de 5 bar. La pression initiale effective réalisée est un compromis entre la durée de cycle envisagée, les temps de remplissage et la pression d'échappement associée. Pour obtenir des mesures réalisées sur les réservoirs des bilans de masse exacte, on ne réalise pas de balayage. Pour définir les paramètres d'un point de fonctionnement, la durée d'admission (i.e. masse injectée) est d'abord ajustée sur plusieurs séquences pour obtenir la pression initiale souhaitée. Lorsque la vanne est pleine ouverte, l'augmentation de pression pour un cycle inerte est d'environ ~ 200 mbar/ms d'ouverture supplémentaire. La richesse du cycle est estimée par calcul préalable et ajustée par contrôle de la richesse donnée par la sonde lambda et réglée en ajustant la durée d'ouverture des injecteurs. La richesse effective est recalculée a posteriori lors du post-traitement (voir Chapitre 2.2.4) par calcul des chutes de pression dans les réservoirs. La durée de l'échappement et du cycle est ajustée pour permettre d'obtenir l'équilibre de pression entre la chambre et le réservoir d'échappement. En cycle réactif, la dilution avec les gaz brûlés peut affecter la pression initiale du remplissage suivant. Aussi il est nécessaire de procéder à des ajustements pour obtenir la pression initiale d'abord réglée en cycle inerte et il convient généralement de diminuer sensiblement (~ 0.5 à 1.0 ms) la durée d'admission.

Condition de référence pour la caractérisation du dispositif

Dans cette première étude, la pression initiale est limitée à 4.0 bar en cycle frais pour une pression d'échappement de ~ 0.5 bar, cela notamment pour limiter la pression maximum de combustion et permettre d'utiliser le capteur absolu Pacc pour la mesure de pression dynamique. Qui plus est, avec les vannes actuelles, augmenter la masse injectée nécessite d'augmenter la durée d'échappement donc la durée de cycle. Aussi, le point de fonctionnement le plus caractérisé, que l'on considère comme le cas de référence de l'étude est réalisé à une pression d'admission de ~ 3.5 bar et d'échappement de 1.0 bar. A fortiori, ces conditions initiales sont relativement proches de celles réalisées sur le prototype précédemment étudié.

Protocole d'acquisition

Le dispositif est commandé à distance par un ordinateur, dans une salle séparée, relié en au contrôleur qui permet d'utiliser manuellement l'ensemble des actionneurs (vannes, injecteurs, pompes à vide). Avant de réaliser des séquences d'acquisition, le bon fonctionnement des actionneurs est systématiquement vérifié, d'abord manuellement (bruit d'ouverture audible, étincelle visible) puis sur une séquence inerte à réglage équivalent aux séquences réactives visées.

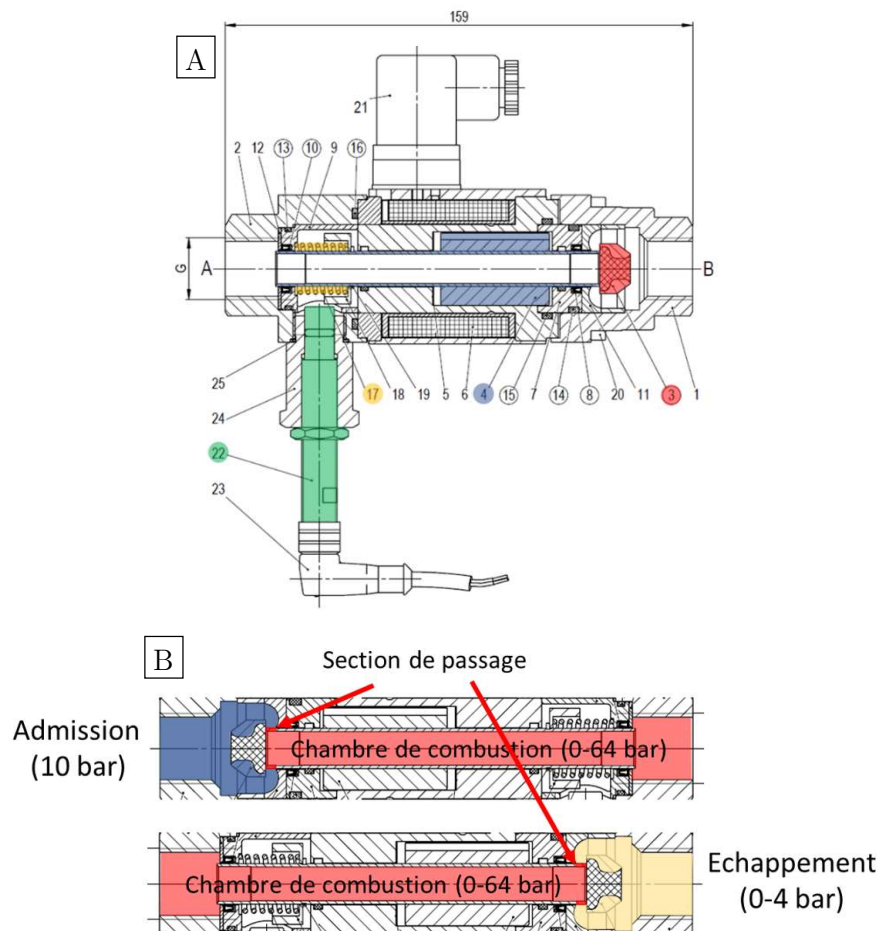
Avant un tir :

- La chambre est mise au vide (<10 mbar) par une pompe à vide connectée au réservoir d'échappement, la vanne d'échappement étant ouverte. Ce vide est nécessaire pour évacuer la vapeur d'eau qui se condense aux parois.
- Le réservoir d'échappement et la chambre sont ensuite remplis d'air comprimé jusqu'à la pression de consigne d'essai.
- On vérifie les paramètres critiques du cycle par contrôle visuel via l'affichage du chronogramme et des conditions aux limites (températures/pressions).
- Les pressions et la mise en température sont ajustées si nécessaire, e.g. ajuster la pression initiale du réservoir d'admission ou d'échappement, attendre le refroidissement des vannes, des parois de la chambre.
- On pré-charge les paramètres de tir sur l'automate.
- On lance le tir.
- On réalise l'enregistrement des données.

2.2.1. Caractérisation des vannes rapides et de leur section d'ouverture

Fonctionnement général, sections d'ouverture et débits

Pour réaliser la combustion à volume constant, la chambre a besoin d'être fermée pendant une période donnée (dizaine de millisecondes) dans le cycle (85-125 ms). De plus, pour permettre le remplissage et l'échappement des gaz de manière cyclique, la chambre doit pouvoir être rapidement ouverte à l'admission ou à l'échappement. Les débits transvasés doivent être similaires à ceux relevés sur le prototype (100 g/s). L'objectif du montage est de s'affranchir au maximum des difficultés techniques inhérentes au choix d'un système d'ouverture/fermeture et de proposer une solution générique si possible s'appuyant sur des éléments disponibles sur étagère, tout en conservant une fréquence d'opération d'au moins 10 Hz. La COAX MK10 est une électrovanne coaxiale (Fig. 2-7) qui supporte un fonctionnement à 150°C en continu et est étanche à une pression de 16 ou 64 bar en fonction du sens d'utilisation pour un temps de réponse d'ouverture donné à 25 ms.



1 et 2	Raccords d'admission ou échappement de la vanne (étanchéité 64/16 bar dans le sens
3	Siège de valve cylindrique (rouge)
4	Partie mobile : novau ferrique serti sur un tube en inox (bleu)
17	Ressort de rappel (jaune)
22	Capteur fin de course (vert)

Fig. 2-7. A. Vue en coupe des vannes rapides (MK10), normalement fermées, utilisées sur CV2.
B. Détails des passages de gaz sur la vue en coupe

Section d'ouverture des vannes

La vanne est maintenue fermée par un ressort de rappel qui plaque l'élément mobile, un tube en inox sur lequel est serti un noyau ferrique (pièce 4 sur la Fig. 2-7), contre le siège de vanne. L'ouverture de la vanne est déclenchée par un signal TTL envoyé à un boîtier d'alimentation qui fournit alors un créneau de tension continue 24 V, simultané à l'arrivée du TTL, à la vanne. La bobine de la vanne mise en tension génère un champ magnétique qui, 25 ms plus tard, induit une force sur le noyau ferrique et donc le déplacement de la partie mobile, la levée du siège de la vanne, et une compression du ressort de rappel. Le délai de 25 ms est anticipé dans la construction du chronogramme. La section d'ouverture correspond donc à la surface cylindrique correspondant au produit du déplacement du mobile, par la section du tube en inox (diamètre intérieur 10 mm). Le déplacement maximum mesuré est de 2.60 ± 0.05 mm. La levée du tube est mesurée par caméra rapide pour plusieurs durées d'ouverture (méthodologie présentée en Annexe 0) et permet donc de calculer la section d'ouverture (Fig. 2-8). L'ouverture complète de la vanne est en deux étapes. La première levée dure 8.5 ms. Pour référence, la durée d'ouverture des vannes du prototype précédent, opérés à 40 Hz étaient de ~ 6.0 ms. La seconde n'intervient que si la durée du TTL d'ouverture est supérieure à 20 ms. A la fermeture, le tube rebondit contre le siège jusqu'à fermeture complète. Le premier rebond représente jusqu'à 16 % de l'ouverture totale et est donc inclus dans l'analyse. L'intensité et la durée du rebond ne varient que de quelques pourcents en fonction du temps d'ouverture, notamment pour des temps plus longs. Le capteur de fin de course renvoie un signal binaire (0-5 V). Le capteur retourne 5 V à 67 % du premier plateau et à 0 V à 67 % de fermeture du premier plateau (33 % de levée).

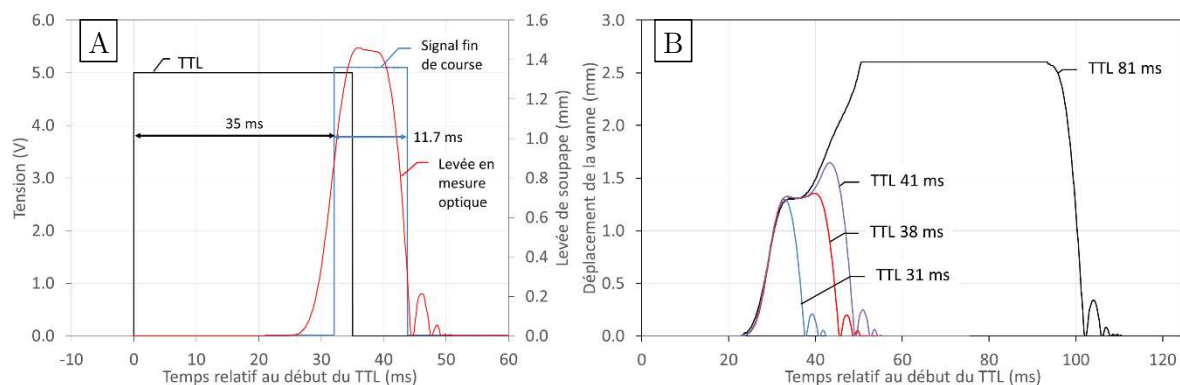


Fig. 2-8. A. Ouverture de la vanne pour un TTL de 35 ms. B. Exemple d'ouverture pour différentes durées de TTL.

Pour l'étude systématique des essais, par exemple pour l'analyse 0D ou LES, un constructeur de profil générique est développé. La vanne d'admission n'est sollicitée que pour des durées d'ouverture inférieure à 38 ms. Le constructeur de profil d'admission se base donc sur la première étape d'ouverture, sur la durée totale relevée sur le capteur fin de course et sur le segment de fermeture (Fig. 2-9). Le profil d'échappement est construit sur le même modèle générique que l'admission.

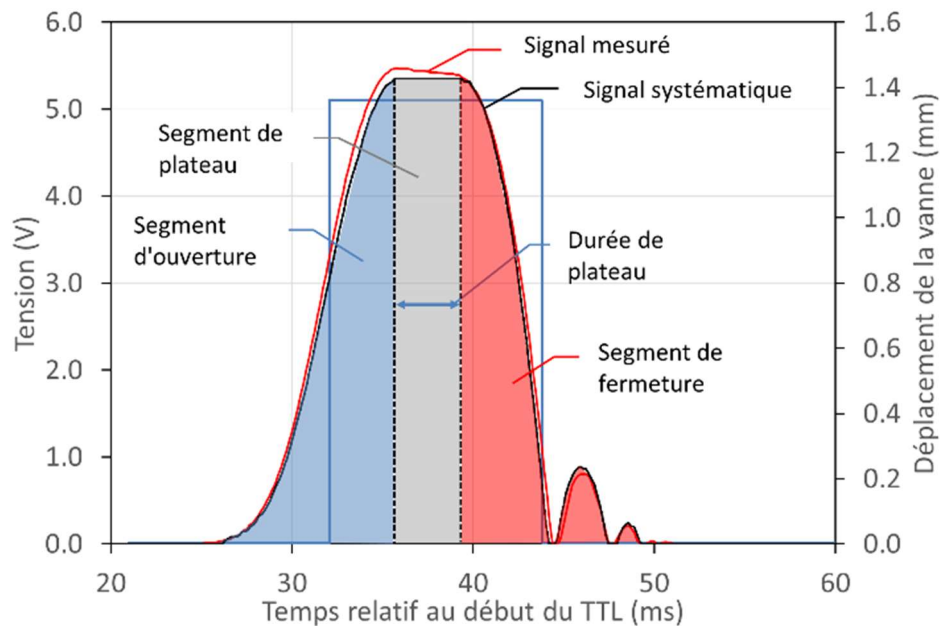


Fig. 2-9. Comparaison entre un signal mesuré et un signal reconstruit de manière systématique pour un TTL de 35 ms (cas de la Fig. 2-9.A)

Le débit instantané qui traverse la vanne, dépend des conditions génératrices et de la section d'ouverture. Une estimation de ce débit est explicitée dans la description des conditions aux limites du modèle 0D (voir partie 2.4.1).

Commentaires sur la tenue de la vanne d'échappement en température et à l'exposition aux gaz brûlés

Le siège de vanne fourni par le constructeur (COAX) est en PTFE haute température (donné pour 150°C de fonctionnement constant). L'échappement a lieu idéalement à la fin de la combustion. A cet instant, la température des produits de combustion est maximale. Pour un mélange stœchiométrique propane-air initialement à température ambiante (293 K) et à pression de 3.5 bar, la température finale adiabatique est de 2685 K. La température des gaz résiduels à la fin de la détente (1.0 bar) est de 1300 K. La température maximale que voit le siège de vanne est donc comprise entre ces deux températures et est clairement en dehors de la plage admissible donnée par le constructeur. Cependant l'exposition est brève (30-50 ms), si bien que dans la pratique, pour les acquisitions non-chauffées, où l'ensemble est à température ambiante, un siège de vanne peut endurer plusieurs centaines de cycles répartis sur N acquisitions séparées (12 cycles $\times$ N acquisitions) avant de montrer des signes de dégradations importantes. Cette dégradation se manifeste par la consommation progressive du siège qui se creuse et n'est alors plus étanche lors d'essais statiques (durées > 1 s). En dynamique, aucune différence n'est notable qu'il s'agisse du remplissage, ou des maximums de pression de combustion relevés. Par précaution, le siège de vanne est périodiquement inspecté et changé à intervalle régulier. Lors des acquisitions à haute température, où l'ensemble est chauffé à 130°C, la vanne d'échappement a nécessité plusieurs adaptations. A cette température, le refroidissement ambiant n'est plus suffisant pour limiter la montée en température de la vanne étant donné un temps raisonnable entre deux essais (inférieur à 10 min). Trois dissipateurs à eau, relié à un refroidisseur Kistler

2621F, sont disposés sur la vanne pour réguler sa température extérieure entre 30 et 40°C. De plus, le siège en PTFE est remplacé par un siège en cuivre recuit (fait sur mesure et réalisé en interne).

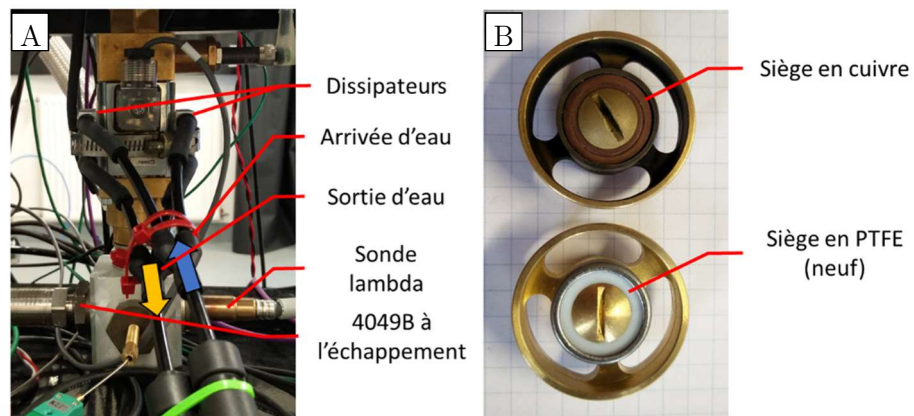


Fig. 2-10. A. Montage des dissipateurs à eau sur la vanne d'échappement et disposition des mesures à l'échappement. B. Comparatif de l'intégration du siège en cuivre recuit (réalisé en interne) par rapport à un siège standard neuf.

2.2.2. Injecteurs de carburants gaz et liquide

Le montage vise à fonctionner avec l'injection directe de carburant à l'état gazeux ou liquide. Travailler avec un carburant gazeux permet notamment de s'affranchir de la problématique d'évaporation et de décomposer le travail d'étude.

Injecteurs pour carburant gazeux

Le carburant gazeux utilisé est du propane (Air Liquide N35 99.9 % de pureté). Pour limiter la complexité du montage, la pression de carburant est réglée avant l'essai à la valeur désirée. Etant donné la pression de vapeur du propane à température ambiante, la pression d'injection est donc limitée à 6 bar. Cela permet de mesurer la perte de pression dans le réservoir de propane pour en déduire la masse injectée. Pour l'injection directe de gaz à basse pression, seuls quelques injecteurs sont commercialement disponibles. Ces injecteurs sont principalement appliqués à l'injection directe sur des MACI 2T de faibles cylindrées ou pour l'injection d'air secondaire dans l'échappement de moteurs marins. Dans les configurations présentées, 4 injecteurs Synerject Orbital Strata sont utilisés simultanément. Ces injecteurs ont été largement utilisés et caractérisés (réponse dynamique d'ouverture, débits) dans des travaux antérieurs [78] (Fig. 2-11).

Propriétés de l'injecteur gaz (section, débit)

Ces injecteurs sont composés d'une soupape métallique électro-commandée et affleurant au mur de la chambre (Fig. 2-11.A). Ils présentent une bonne étanchéité dynamique jusqu'à une pression d'alimentation de 6 bar, une moins bonne étanchéité statique (durées > 1 s), et possèdent un débit (<2 g/s à 6 bar et 20°C) compatible avec les durées d'admission du montage.

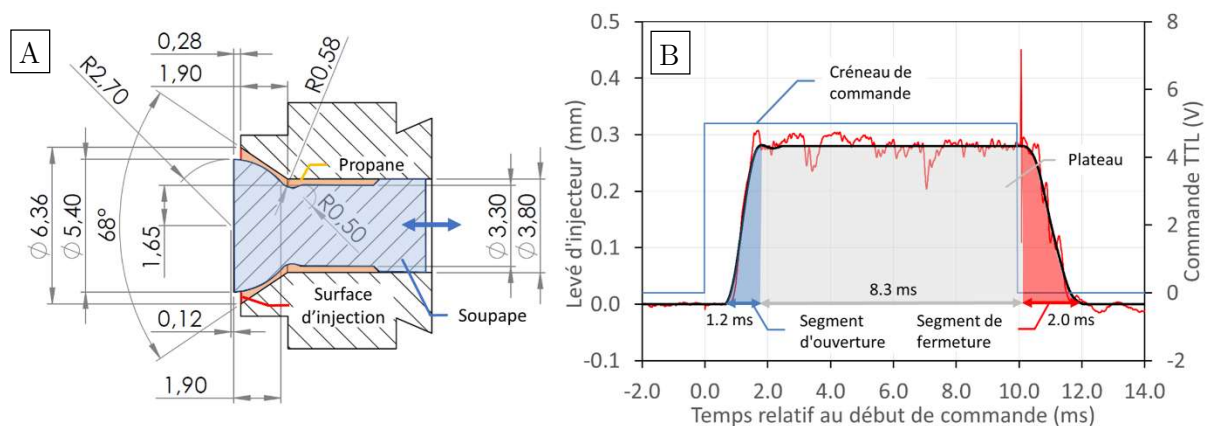


Fig. 2-11. A. Plan en coupe de la tête d'un injecteur Orbital Synerject (adapté de [79]). B. Profil d'ouverture (adapté des mesures par réflexion IR de Malheiro [78]) pour une ouverture demandée de 10 ms.

Le déplacement de soupape est relativement faible (0,28 mm) et la section d'ouverture en sortie est de 8,7 mm². Chaque injecteur est commandé par un contrôleur de commande (Texas Instrument LM1949). A la réception du TTL, un pic de courant synchrone de 1,6 A est envoyé à l'injecteur pendant une courte durée (phase dite de *booster*) pour accélérer l'ouverture. La phase de maintien est à environ 0,5 A ($R = 1,8 \Omega$, $L = 0,52 \text{ mH}$). Le temps de réponse à 6 bar est de 1,2 ms à l'ouverture et de 2,0 ms à la fermeture (Fig. 2-11.B) et dépend sensiblement de

reproduire le profil d'intensité tel que rapporté dans la documentation technique de l'injecteur spécifié par Bosch (Fig. 2-13.A).

Propriétés de l'injecteur liquide (débit, spray, granulométrie)

Le débit massique d'injection est caractérisé ex-situ avec du n-décane (Merck pureté de synthèse, supérieure à 99.0 %), pour plusieurs températures d'injecteur, par injection et pesée sur une balance (± 1 mg voir méthodologie en Annexe F). Le débit est de 6.74 g/s à la température de travail de la chambre et n'est que très faiblement dépendant de la température (variation 0.1 % par rapport à la température ambiante). Le réservoir est pressurisé à 50 bar et ouvert uniquement vers l'injecteur. Sur une séquence de 12 injections, la chute de pression d'injection est inférieure à la précision du capteur et n'est mesurable qu'après un nombre important de séquences, typiquement au-delà d'une dizaine.

Le spray d'injection est caractérisé en ombroscopie rapide (Photron AX200 à 10 kHz ($dt = 100$ μ s)) et en granulométrie (PDI, *phase-Doppler interferometry*) en environnement ouvert (contrepression atmosphérique).

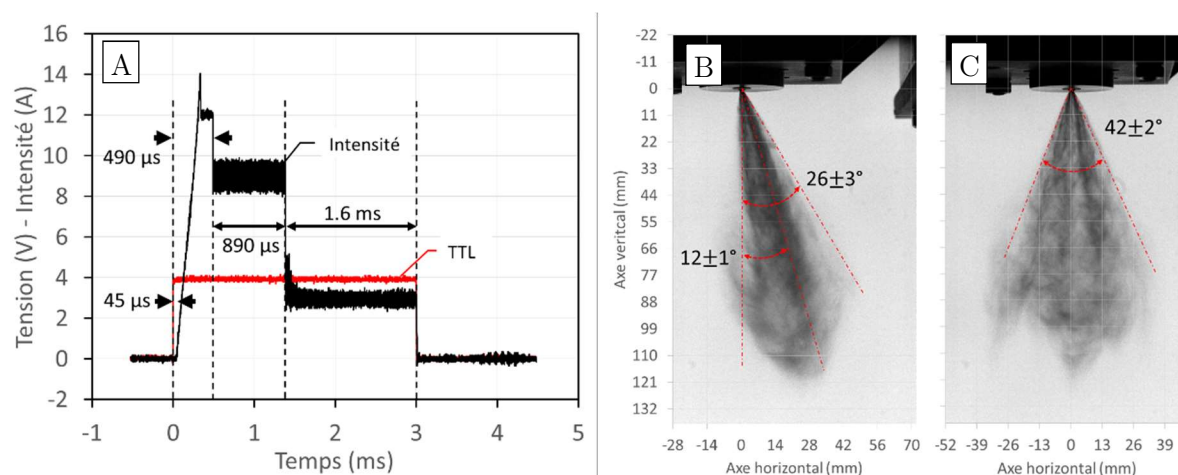


Fig. 2-13. A. Courant de commande du contrôleur mesuré aux bornes de l'injecteur pour un TTL de 3 ms. Vues dans le plan du connecteur (B) et dans le plan à 90° (C) d'une injection de n-décane (50 bar) à 5 ms après la commande.

Le premier élément liquide en sortie de l'injecteur est visible 300 μ s après l'envoi du TTL. Sur ce type d'injecteur, alimenter la bobine provoque la levée d'une aiguille à l'extrémité sphérique en appui sur les trous d'injection (voir Fig. 2-12. B). Les volumes résiduels à remplir sont donc négligeables. Dans le plan du connecteur, le spray a un angle de biais de $12 \pm 1^\circ$ et un angle d'épanouissement de $26 \pm 3^\circ$ (rapportés sur la Fig. 2-13.B). Dans le plan respectivement à 90°, l'angle du spray est de $42 \pm 2^\circ$ (Fig. 2-13.C). Cet angle est indépendant de la durée d'injection. La granulométrie par PDI (système commercial Artium PDI 200 MD avec logiciel AIMS 6.0) est une méthode de mesure ponctuelle qui permet la description eulérienne statistique du spray. La mesure PDI consiste en l'analyse du signal de diffusion de Mie d'une goutte dans un interféromètre laser qui est déporté dans l'écoulement (volume elliptique de diamètre 0.34 mm, longueur 5.6 mm). Pour plus de détails notamment sur les aspects théoriques de la PDI, se référer

par exemple à l'ouvrage de Boutier et al [81]. La PDI ne peut détecter les gouttes qu'une à une dans ce volume ce qui limite son fonctionnement aux sprays peu denses. Les mesures sont donc réalisées relativement loin de la tête d'injection (premier point à 31 mm). Parce que les temps d'injection sont courts (7 ms), le spray peu dense et le volume de mesure petit (ellipse de $5.60 \text{ mm} \times 0.34 \text{ mm}$), la mesure instantanée sur le spray ne permet de mesurer que très peu de gouttes, typiquement entre 20 et 80 gouttes par injection en fonction de la position dans le spray. Pour réaliser la mesure, 70 injections consécutives à 10 Hz sont donc réalisées. L'acquisition du système PDI est continue sur les 7 s d'injections consécutives.

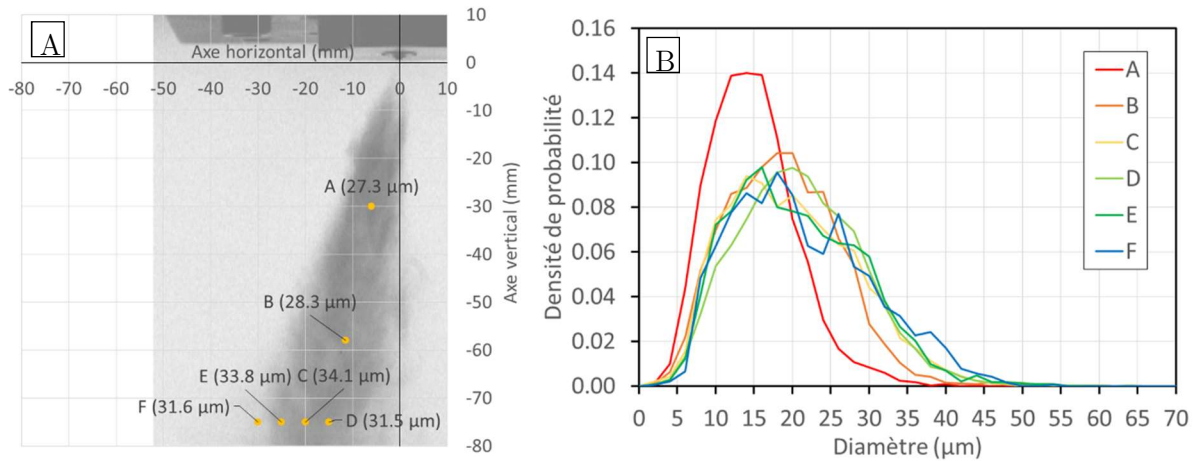


Fig. 2-14. A. Visualisation de la position des points de mesure en PDI et D_{32} associé à la position. B. Histogramme de diamètre sur l'ensemble des gouttes mesurées en chaque position (A-F) (70 injections de 7 ms à 10 Hz).

Le diamètre de Sauter mesuré est très homogène ($D_{32} = 31.1 \pm 2.8 \mu\text{m}$) dans tout le spray. La PDI permet aussi de mesurer la vitesse des gouttes, en moyenne de 35 à 40 m/s dans le spray pendant l'injection (Fig. 2-15). A la fin de l'injection, la vitesse des particules décroît et tend rapidement vers 0 m/s passé 20 ms (voir Fig. 2-15).

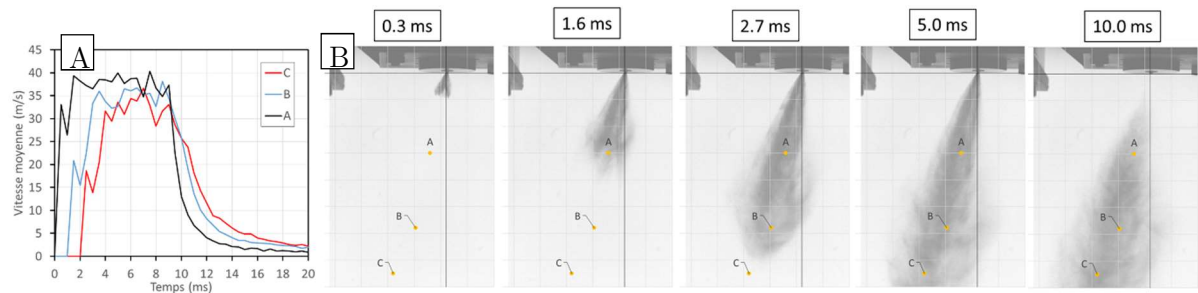


Fig. 2-15. A. Evolution de la vitesse moyenne des gouttes en fonction de l'instant de mesure aux points A à C de mesure PDI. B. Visualisation d'ombroscopie d'injection correspondante.

2.2.3. Système d'allumage par décharge électrique

L'allumeur utilisé dans cette étude est une bobine d'allumage automobile, dite *transistor coil ignition* ou TCI, (BERU ZSE 030) montée sur une bougie (NGK BCP7ES) non-résistive. La mesure du courant (sonde de courant : Stanges Industries Inc 0.5-1.0 W) et de la tension (sonde de tension : TEK P6015) lors de la décharge, obtenue dans la chambre en cycles réactifs lors de certains essais, permet de caractériser globalement cette dernière (voir Fig. 2-16). Lors des mesures de courant/intensité, des fils sont utilisés pour relier la bobine à la bougie. Lorsque le courant n'est pas mesuré, la bobine est montée directement sur la bougie.

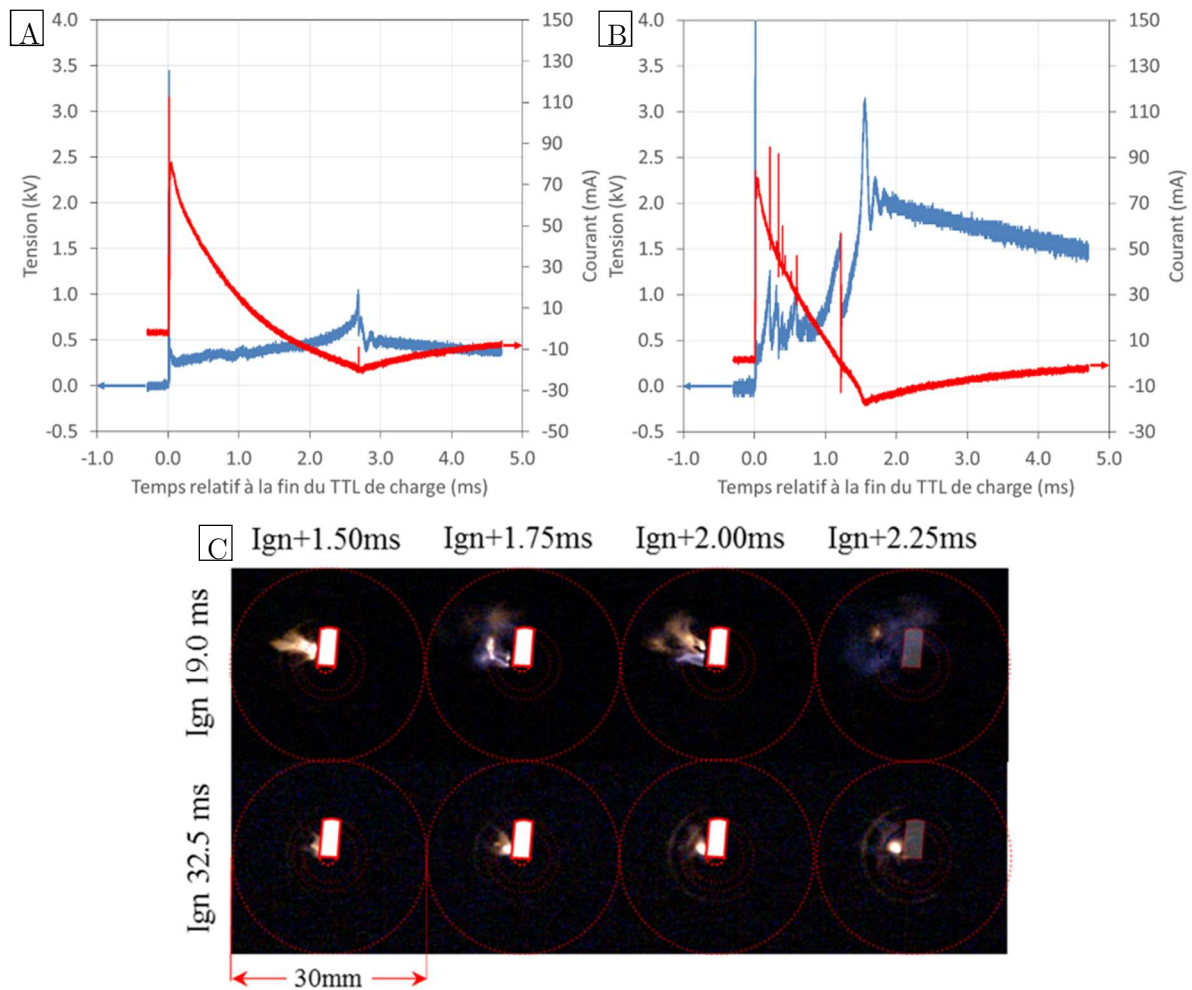


Fig. 2-16. Signal de courant et de tension pour deux allumages réussis à 32.5 ms (A) et 19 ms (B). C. Visualisation directe de la chimiluminescence pendant deux allumages réussis à 19 ms (cycle primaire) et 32.5 ms (cycle secondaire). L'anode de la bougie est vue du dessus et matérialisée en blanc sur l'image.

Dans les décharges TCI, on identifie classiquement 3 phases [82]. La première dite de claquage (*breakdown*) dure quelques dizaines de nanosecondes. Lors de cette phase, à très haute tension (plusieurs kV) et à courant élevé (jusqu'à plusieurs centaines d'ampères), un processus d'avalanche électronique génère un canal ionisé de gaz qui sert de support au reste de la décharge. Les deux phases suivantes sont principalement différenciées par le mode d'émission d'électrons

issus de la cathode. À la suite des courants élevés du breakdown, des points chauds de métal en fusion se forment sur la cathode. L'émission thermoïonique élevée issue de ces points chauds donne lieu à une phase d'arc caractérisée par une densité électronique et des courants qui restent élevés dans le canal de décharge. La formation de ces points chauds donne aussi lieu à une abrasion rapide des électrodes. En MACI, on cherche en général à minimiser cette phase pour maximiser la durée de vie de la cathode. Lors de décharges d'allumeur capacitif, rapides (centaines de μs , voir [83]) et à haute énergie ($\sim\text{J}$), qui sont typiquement utilisées dans l'allumage aéronautique, c'est ce mode d'arc qui est favorisé par l'utilisation d'une céramique dopée pour réduire la tension de claquage. La troisième phase, principalement observée avec un allumeur TCI est la phase lumineuse dite de *glow*. Pendant la phase de *glow*, la cathode est froide et l'émission d'électrons est induite en surface de la cathode par collision ionique. Les courants, la densité électronique et la température sont plus faibles qu'en arc [82].

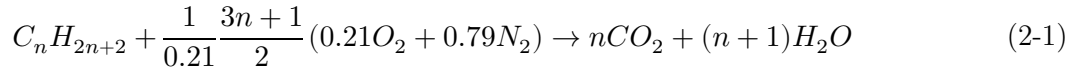
Les modèles de prédiction d'allumage et les simulations nécessitent une hypothèse sur le rendement de conversion de l'énergie électrique en échauffement du fluide [84]. Dans un gaz au repos, cette efficacité dépend d'un nombre de paramètres extrêmement large, e.g. la géométrie des électrodes, la composition, pression et température du gaz, le type de décharge (breakdown, arc et/ou glow) et sa détermination nécessite une étude dédiée [85], [86].

Par ailleurs, les décharges par TCI sont relativement longues et durent quelques millisecondes, comparées à celles produites par des allumeurs capacitifs, d'une centaine de microsecondes. Quoiqu'il en soit l'aérodynamique influence les décharges (voir Fig. 2-16). Par exemple pour un allumage à 19.0 ms où la vitesse proche du point d'allumage est de 13.1 ± 7.9 m/s, l'arc peut être étiré par l'écoulement jusqu'à se rompre (voir Fig. 2-16.C à 19.0 ms). Dans ce type de configuration, il est possible, s'il reste suffisamment d'énergie dans le circuit, de générer un nouveau claquage et recréer ainsi un nouvel arc électrique [82]. On note ainsi sur le signal de tension, une succession de pics de tension d'environ 1 kV, successifs au claquage initial et qui correspondent à ces claquages secondaires (voir Fig. 2-16. B). L'efficacité de transfert est aussi affectée par le transport de l'arc et augmente avec la vitesse mesurée entre les électrodes [82], [87].

Dans la pratique sur un allumeur TCI automobile, on peut moduler la durée de décharge via la variation du temps de charge de la bobine et ce jusqu'à saturation du circuit primaire. Pour l'étude présentée, la durée de charge est maintenue constante à 3.0 ms. Dans un air au repos, l'énergie électrique déposée est alors de 40 ± 10 mJ et la durée de la décharge est d'environ 2.5 ms.

2.2.4. Mesure de la richesse dans la chambre de combustion

La richesse en carburant du mélange est un paramètre de premier ordre pour la caractérisation de la combustion, de sa propagation et de ses performances thermodynamiques. Pour un mélange air-carburant, la richesse est un nombre sans dimension relatif au rapport entre la masse d'air et celle de carburant, aussi appelé dilution. La richesse se définit comme le rapport entre la dilution stœchiométrique massique divisé par la dilution effective. Pour un mélange n-alcane/air, l'équation de réaction simplifiée à la stœchiométrie s'écrit :



La dilution stœchiométrique D_{st} s'écrit donc :

$$D_{st} = \frac{M_{air}}{M_{alcane}} = \frac{1}{0.21} \frac{3n+1}{2} \frac{0.21 \times 32 + 0.79 \times 28}{12n + 2n + 2} \quad (2-2)$$

Pour le n-décane ($n = 10$), et le propane ($n = 3$), l'application numérique donne respectivement 15.0 et 15.6. Pour une dilution effective D , la richesse, notée ER , de l'anglais *equivalence ratio* s'écrit :

$$ER = \frac{D_{st}}{D} \quad (2-3)$$

Sur le montage CV2, les quantités globales injectées sont mesurées expérimentalement par deux méthodes. La première consiste à mesurer les chutes de pression respectivement d'air et de carburant dans les réservoirs (seulement l'air en injection liquide). Ces mesures présentent un degré d'incertitude décroissant en fonction du nombre de cycles, l'incertitude dépend donc du degré de résolution souhaité. La seconde méthode consiste à mesurer la proportion d'oxygène contenue dans le gaz brûlé directement en sortie de la vanne d'échappement par une sonde lambda.

Calcul de la masse débitée et de l'incertitude associée sur la richesse

Pendant une séquence d'acquisition, les systèmes d'injection d'air et de carburant de CV2 fonctionnent à volume constant. A chaque injection, la masse, la pression et la température dans le réservoir baissent. Les gaz dans les réservoirs sont supposés parfaits. Chaque détente consécutive est rapide (< 20 ms) de sorte qu'on puisse supposer la détente adiabatique dans le réservoir. La variation de masse calculée à partir de la variation de pression initiale Δp peut ainsi s'écrire (voir détail en Annexe G) :

$$\Delta m = \frac{1}{\gamma} \frac{M \Delta p V}{RT} \quad (2-4)$$

Où R est la constante des gaz parfaits (8.314 J/mol/K), V est le volume du réservoir, T , M et γ respectivement la température initiale, la masse molaire et le rapport des capacités calorifiques du gaz contenu dans le réservoir. L'incertitude quadratique sur la masse injectée s'écrit comme :

$$\frac{\delta(\Delta m)}{\Delta m} = \sqrt{\left(\frac{\delta(\Delta p)}{\Delta p}\right)^2 + \left(\frac{\delta M}{M}\right)^2 + \left(\frac{\delta V}{V}\right)^2 + \left(\frac{\delta T}{T}\right)^2} \quad (2-5)$$

L'incertitude sur le volume $\delta V/V$ est calibrée a priori (voir détails sur la mesure des volumes en Annexe C). L'incertitude sur la masse molaire, estimée par rapport à la pureté du fluide utilisé, est relativement négligeable ($< 0.1\%$ en fonctionnement avec du propane et avec le 1 % en décane). La température est mesurée avant l'essai et on suppose que le gaz est à la température du réservoir donc que l'incertitude est celle du thermocouple. L'incertitude sur la pression demande un traitement dédié car elle est extraite de manière systématique du signal de pression dynamique mesuré dans les réservoirs. L'incertitude sur la mesure différentielle de pression peut s'écrire :

$$\left(\frac{\delta(\Delta p)}{\Delta p}\right)^2 = \left(\frac{\delta(p_2 - p_1)}{\Delta p}\right)^2 = \left(\frac{\sqrt{2(\delta p)^2}}{\Delta p}\right)^2 = 2 \left(\frac{\delta p}{\Delta p}\right)^2 \quad (2-6)$$

L'évaluation de cette incertitude sur les signaux de pression est l'élément clé de la détermination de la richesse et a fait l'objet de travaux dédiés, qui couplés aux mesures d'une sonde lambda (voir section 2.2.5), ont permis d'en affiner la valeur. Les détails de ces travaux sont rapportés en Annexe H et l'on propose dans la suite une synthèse sur le calcul de cette incertitude.

L'incertitude sur la mesure de pression instantanée δp dépend du capteur utilisé et est en général donnée par le constructeur (voir Tableau 2-1). Si le capteur est utilisé de manière différentielle, son incertitude peut en être inférieure. Sur chaque signal de pression brut, la mesure est calculée comme la moyenne sur un intervalle de temps comprenant au moins une période de l'oscillation et espacée d'au moins ~ 4.8 ms. Sur le cas de référence, on montre que l'incertitude est principalement liée à la mesure de la pression de propane. Initialement, sur une mesure instantanée d'un cycle, l'incertitude sur la pression de propane liée à la mesure de P_{pro} est très élevée (230 %) et chute à 19.4 % sur la séquence de 12 cycles pour 73.6 mbar de chute cumulée. Par la suite, un capteur différentiel (dP_{pro}) est monté sur le dispositif d'injection de propane et relié au réservoir pour affiner l'incertitude sur la chute de pression (0.2 mbar soit 50 fois meilleur que P_{pro})¹⁷. Le capteur dP_{pro} n'est pas présent sur l'ensemble des séries de mesure et est utilisé a posteriori pour vérifier la mesure donnée par P_{pro} . Notamment cela permet de vérifier que son incertitude est plus basse que celle totale rapportée par le constructeur.

¹⁷ Ce type de capteur est relativement fragile (1 bar maximum). On a choisi de n'en monter sur le propane qu'une fois le dispositif pris en main, et que son comportement à l'utilisation fut connu et caractérisé.

Niveau de résolution	Cycle	<	Séquence	<	Point de fonctionnement
Nbr. mesures	1		12		12 × N
Incertitude	$<\pm 0.1$ (dP _{pro} /dP _{rad})		$<\pm 0.1$ (P _{pro} /P _{rad})		$<\pm 0.03$ (N = 5)
Information	Répétabilité instantanée (<100 ms) des actionneurs Variabilité des conditions aux limites		Cycle moyen représentatif sur 12 Vieillessement/répétabilité moyen terme (5-15 min) des actionneurs (vanne, injecteurs) et conditions limites (pressions initiales, températures initiales)		Index de classification global des séquences

Tableau 2-2 : Résumé de la résolution possible de la richesse, de l'information rapportée et de la plage d'incertitude associée

La richesse injectée dépend à la fois de la masse injectée d'air et de carburant. En fonctionnement avec un carburant gazeux (propane), l'incertitude dépend principalement des deux mesures de pression réalisées dans les réservoirs respectifs. En fonction des pressions initiales, avant combustion, et d'échappements visées, la quantité d'air injectée peut être variée d'environ 0.25 g à 1.0 g. La quantité de carburant est ajustée pour obtenir la richesse globale désirée. Le terme d'incertitude principal correspond à la mesure de pression carburant et donc diminue avec la richesse. L'incertitude est maximale pour les faibles apports de masse typiquement en fonctionnement très dilué. Le capteur différentiel dP_{pro}, qui permet la résolution cycle-à-cycle, n'est monté que tard dans l'étude et pour les résultats de mesure présentés dans la partie exploitation, seule la mesure de richesse globale sur l'essai est considérée. Sur les points de fonctionnement à ER > 0.6 et pour une masse d'air injectée supérieure à 0.5 g, qui représente la plupart des points d'opération présentés, l'incertitude est inférieure à ± 0.1 sur la richesse.

La répétition des séquences au même point de fonctionnement permet de réduire l'incertitude sur la richesse du point de fonctionnement avec une progression en $1/\sqrt{n}$ où n est le nombre de séquences (Tableau 2-2). C'est cette valeur relative au point de fonctionnement qui est retenue et systématiquement évaluée dans la suite.

2.2.5. Mesure de la richesse de combustion à l'échappement par sonde lambda

La sonde lambda est un capteur électrochimique développé pour une utilisation in-situ sur véhicule automobile et qui permet la mesure de la concentration d'oxygène à l'échappement soit dans des conditions relativement extrêmes pour un capteur ($T_{gaz} \leq 930^\circ\text{C}$, $p \leq 2.5 \text{ bar}$). Sur véhicule il intervient dans le calcul et l'asservissement des quantités de carburant injectées dans le moteur. Sur les capteurs les plus récents dits à large bande, une mesure quantitative de la concentration en oxygène est possible. La mesure est basée sur l'asservissement en courant du flux diffusif d'ion O^{2-} à travers une céramique. Le courant de mesure (i_p) asservi maintient la concentration d'oxygène constante dans la cavité de mesure et égale à sa quantité à la stoechiométrie. Le courant de mesure est donc nul à la stoechiométrie (voir schéma de principe en Fig. 2-17).

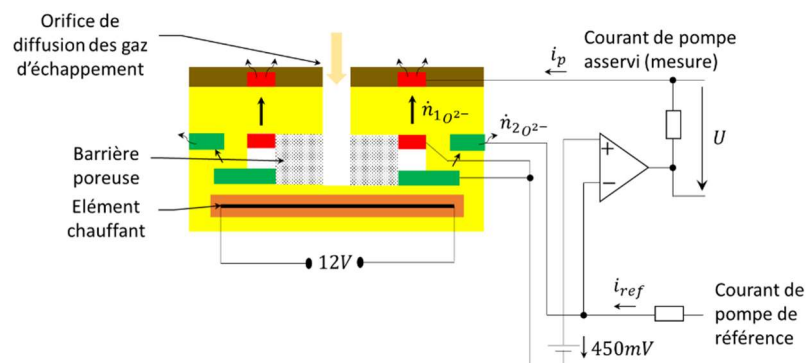


Fig. 2-17. Schéma explicatif du fonctionnement d'une sonde lambda large bande (Bosch LSU 4.9) (adapté de la documentation technique Bosch)

La sonde est positionnée juste après la vanne d'échappement (voir Fig. 2-10). Un conditionneur (SKYNAM LSU 49-5V) est utilisé pour l'asservissement et permet d'obtenir un signal analogique 0-5 V calibré à une pression de 1013 mbar en fonction d'une richesse calculée pour un mélange $\text{C}_n\text{H}_{2n}/\text{air}$ pour lequel la dilution stoechiométrique vaut 14.7. Pour améliorer le temps de réponse de l'élément sensible, notamment en augmentant la diffusivité de la céramique, la sonde est régulée à haute température (environ 780°C). Le temps de réponse de la sonde est typiquement inférieur à 100 ms (50-100 ms [88]) et est donc compatible avec les durées de cycle et de séquence visées.

Exemple d'un signal d'acquisition

La mesure de concentration est affectée par la pression et est compensée suivant les tabulations fournies dans la documentation technique Bosch [89]. Le détail de cette conversion est donné en Annexe I. Le signal lambda est fortement impacté par la bouffée d'échappement (vue sur PLE positionné juste en face voir Fig. 2-10) pendant laquelle la pression monte dans la ligne d'échappement. La mesure est faite en dehors de cette perturbation.

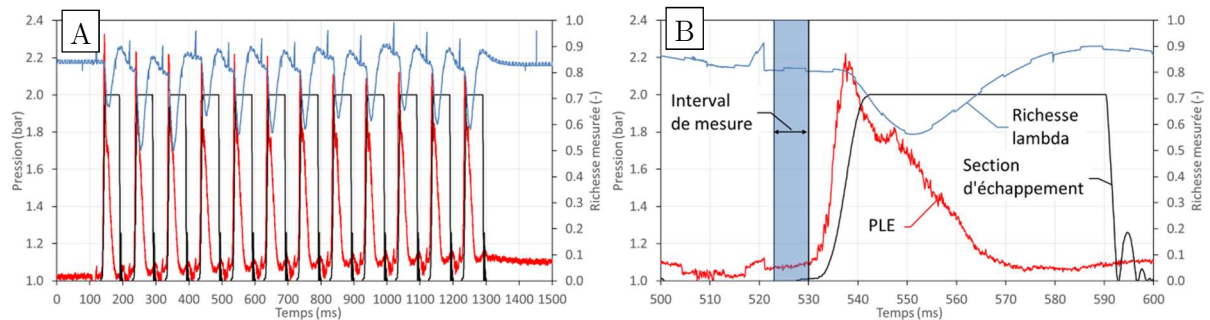


Fig. 2-18. A. Signal de pression d'échappement (PLE) et signal de mesure lambda (richesse) pour une séquence en n-décane liquide.

La mesure est une moyenne faite 3 ms après l'allumage pour limiter l'impact du signal parasite d'allumage sur un temps de 10 ms (voir l'intervalle de mesure sur Fig. 2-18. B). La mesure peut être affectée par la préparation de la séquence. En effet, si en condition initiale, la chambre et l'échappement sont remplis d'air, quelques cycles sont nécessaires pour purger le volume d'échappement dans le lequel se trouve la sonde, et obtenir alors une mesure convergée. Cette mesure a principalement été utilisée en liquide où la quantité injectée de carburant est calibrée a priori. Sur les séquences où quasiment tous les cycles brûlent, la richesse mesurée par la sonde est en bon accord (± 0.1) avec la valeur calculée.

2.3. Résolution du champ de vitesse instantanée par *particle image velocimetry*

2.3.1. Mesure du champ de vitesse

L'aérodynamique interne de la chambre est caractérisée par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV de l'anglais *particle image velocimetry*). Dans son implémentation la plus simple, l'écoulement estensemencé en particules ; un laser à deux cavités est utilisé pour illuminer les particules dans l'écoulement par deux pulses laser très rapprochés dans le temps (voir Fig. 2-19.A).



Fig. 2-19. A. Photo du montage de PIV (la nappe laser est superposée). B. Tomographie par diffusion de Mie des gouttelettes d'huile de pépin de raisin dans l'écoulement (image brute d'acquisition de PIV).

L'image de diffusion de Mie des particules est filmée à 90° par une caméra (Fig. 2-19.B.). Le délai dt entre les deux pulses (dit *interframe*) est en général ajusté en fonction de la vitesse de l'écoulement et du grandissement optique pour que le déplacement des particules entre les deux images reste modeste. Typiquement 3 à 5 pixels de déplacement est un optimum. Un algorithme d'inter-corrélation d'images est utilisé sur les doublets d'images rapprochées pour calculer le déplacement des particules qui, ramené au dt et modulo le grandissement, donne la vitesse. La caractérisation de la vitesse de l'écoulement est une étape essentielle à la compréhension des processus de mélange, d'allumage et de propagation.

Particules d'ensemencement

Un ensementeur Venturi est utilisé pour remplir le réservoir d'air en gouttelettes d'huile de pépin de raisin (détails sur l'ensementeur en Annexe 0). Le diamètre moyen des gouttelettes (D_{10}), mesuré ex-situ par PDI, est de $d_p = 2.2 \mu\text{m}$ (voir distribution en Annexe 0). Le temps de réponse τ_p [90, Ch. 2.1] associé à la réponse à un échelon de vitesse d'une particule du diamètre moyen mesuré, est calculé comme :

$$\tau_p = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (2-7)$$

Où ρ_p est la masse volumique de la particule et μ la viscosité de l'air. Dans de l'air à 20°C ($\mu = 1.85 \cdot 10^{-5}$ Pa.s), pour de l'huile de pépin de raisin, $\rho_p = 910$ kg/m³, ce temps vaut 13 μ s. La fréquence maximum des perturbations qui peuvent être résolue par ces particules est donc de 2.7 kHz. Dans la pratique, l'écoulement présente des vitesses de 0 à 300 m/s et reste subsonique pendant le remplissage. Les tailles de structures turbulentes dans le fluide peuvent être estimées par autocorrélation. Ces tailles varient entre plusieurs millimètres pendant l'admission, à une taille inférieure à la résolution PIV (~ 0.65 mm). Le nombre de Stokes est inférieur à 2 pendant le remplissage et très inférieur à 1 à la fermeture de la vanne. Les gouttes semblent être de diamètre suffisamment petit pour restituer correctement toutes les phases de l'écoulement dans la chambre.

Matériel (laser/caméra), synchronisation et choix de l'interframe

Le laser (MESA PIV, 532 nm) couplé à une caméra rapide (Photron SA-Z) permet une fréquence d'échantillonnage de PIV de 20 kHz. Le laser fonctionne alors à 20 kHz et la caméra à 40 kHz. Le logiciel commercial Davis 8.4.0 (Lavision) est utilisé pour l'acquisition. Une première campagne de mesure PIV utilisant un contrôleur PTU (Lavision) a permis de d'estimer l'aérodynamique de la chambre et d'obtenir des premières tomographies de l'écoulement ainsi que les champs de PIV sur des séquences complètes de cycles, 1.25 s d'acquisition continue, en conditions inertes et réactives. Dans la suite des mesures, un contrôleur PTU-X (Lavision) est utilisé pour commander la chaîne d'acquisition. Il permet la variation du dt durant l'acquisition, l'acquisition en cycle-à-cycle d'un nombre fixe d'images ce qui permet de réduire la taille des acquisitions (de >32 Go à quelque Go). On enregistre jusqu'à 1000 images par cycle (50 ms) soit un peu moins de la moitié du cycle. La chaîne d'acquisition (laser+caméra) est déclenchée 3 ms avant le début de synchronisation de cycle soit un peu après le début du remplissage. En conditions réactives, cela correspond aux instants pour lesquels la densité de particules dans la chambre est alors suffisante pour rendre une mesure possible. Le délai *interframe* est calibré sur plusieurs séries d'acquisition de sorte qu'à chaque instant la vitesse moyenne dans la chambre incrémentée d'une fois sa déviation soit égale à 5 pixels. Ce délai varie entre 5 μ s et 25 μ s et est limité par la fréquence caméra de 20 kHz (50 μ s par image) voir Fig. 2-20. Pour les instants plus tardifs la résolution est améliorée en appariant les premières images de doublet séparées de 25 μ s (multiples de 25 μ s).

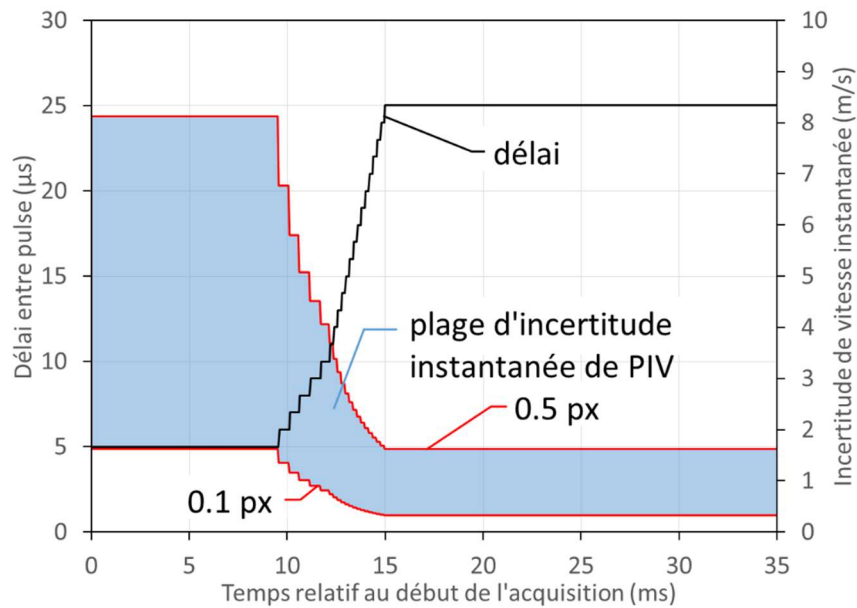


Fig. 2-20. Délai variable utilisé et incertitude de vitesse associée.

La nappe laser est relativement épaisse (4 – 5mm mesuré sur papier photosensible) ce qui limite les pertes par sortie de nappe (effets 3D). Les parois de la chambre sont peintes en noir (peinture haute température) pour limiter les réflexions laser ce qui augmente significativement le rapport signal/bruit (SNR). De plus pour conserver un bon taux d'ensemencement (SNR), il est nécessaire de vider et remplir complètement le réservoir d'air toutes les 3 acquisitions.

Précisions sur les conditions réactives

La PIV est réalisée à la fois en conditions inerte et réactive. En conditions réactives, les gouttelettes s'évaporent et brûlent au passage du front ce qui permet d'obtenir des tomographies et peut permettre la mesure des propriétés du front de flamme (courbure, vitesse apparente) (voir Fig. 2-21 à 34 et 36 ms).

A la fin de la combustion, la vapeur d'eau présente dans les produits peut condenser si les murs de la chambre sont non-chauffés (<30°C). Le film de buée qui se forme sur le hublot rend difficilement exploitables les 4 à 5 premiers cycles réactifs. Au-delà de 4 à 5 cycles la montée en température du hublot est suffisante pour prévenir une condensation excessive et permet le diagnostic optique (80 % de la surface du hublot est dégagée) tout le long du cycle. Typiquement la température relevée sur le thermocouple de paroi, qu'on peut voir en bas à gauche sur la Fig. 2-21, montre que la température de paroi au 7^e cycle présenté est de 70°C. La réponse en température de surface, $T_s(t)$, d'un mur semi-infini à un échelon de flux q_w s'écrit [91] :

$$T_s(t) = T_0 + \frac{2q_w\sqrt{t}}{\sqrt{\lambda_w\rho c_p\pi}} \quad (2-8)$$

Où λ_w , ρ et c_p sont respectivement la conductivité thermique, la masse volumique et la capacité calorifique du mur, t le temps et T_0 la température initiale. Le rapport de différence de température entre le quartz et l'acier peut donc être estimée être d'un facteur 2.3¹⁸. L'augmentation de la température de paroi sur les hublots est donc estimée à environ 92°C, supérieure aux 70°C relevés sur l'insert en 17-4 PH et suffisant pour assurer l'évaporation de la pression partielle d'eau dans la chambre.

¹⁸ La diffusivité thermique des hublots en quartz ($\lambda_w=1.38$ W/mK, $\rho=2.2$ g/cm³ et $c=0.77$ J/g.K soit $=8.1.10^{-3}$ cm²/s) est environ 20 fois inférieure à celle des parois en 17-4 PH ($\lambda_w=14.9$ W/mK, $\rho=7.8$ g/cm³ et $c=0.11$ J/g.K soit $=0.17$ cm²/s).

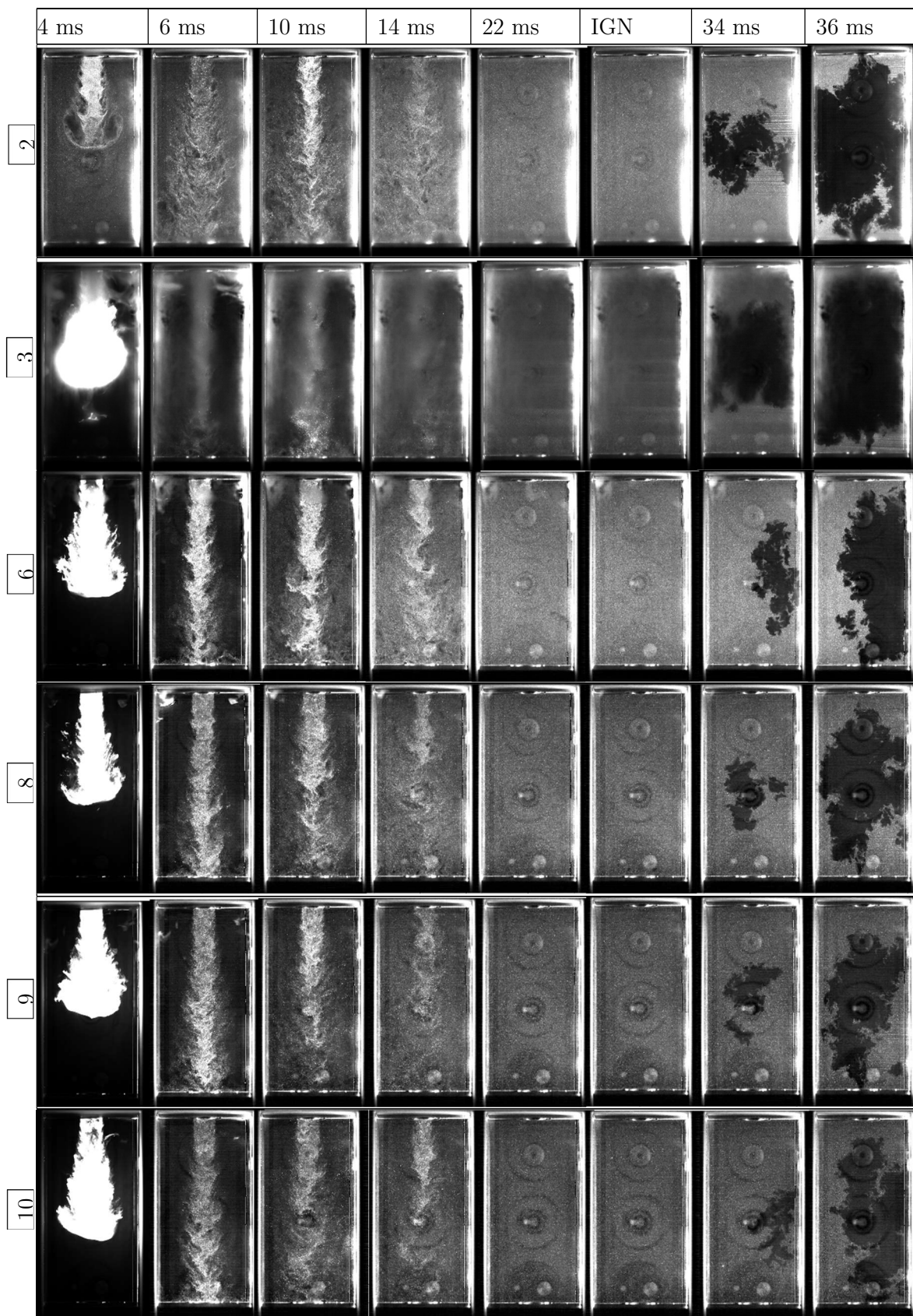


Fig. 2-21. Tomographie de Mie (image brute d'acquisition PIV) des 10/12 cycles d'une séquence réactive (propane-air). Les temps sont relatifs au début du remplissage.

Les tomographies d'écoulement sont analysées avec le logiciel Davis 8.4.0. Les images brutes sont de qualité suffisante (Fig. 2-21) et aucun post-traitement ou filtrage avant le calcul de vitesse par corrélation croisée n'est réalisé. Pour le calcul, un masque est utilisé pour isoler la zone d'écoulement. Cela permet notamment d'éviter l'influence des réflexions laser présentes sur les bords. Le calcul des vecteurs, par inter-corrélation, est réalisé par méthode multi-passes avec fenêtre de corrélation de forme adaptative à taille décroissante. Les fenêtres adaptatives permettent de mieux résoudre les zones de l'écoulement où les vitesses présentent une direction privilégiée comme c'est le cas dans le jet d'admission. La première passe est en 64×64 pixels, la seconde en 32×32 , et le processus termine par 3 passes en 8×8 pixels avec 50 % de recouvrement. La résolution spatiale finale est de 0.65 mm/vecteur.

L'incertitude sur la mesure de PIV, réalisée par inter-corrélation, est généralement considérée comme comprise entre 0.1 et 0.5 px. Cette incertitude dépend d'un nombre important de facteurs : rapport signal/bruit, délai inter-pulses, sortie de nappe des particules, qualité de la corrélation, taille de la fenêtre utilisée, etc. [92]. Les dernières versions de Davis (8.4.0) proposent d'estimer l'incertitude suivant une méthode développée par Wieneke [92]. L'incertitude calculée suivant cette méthode s'avère inférieure à 0.5 px (pour plus de 70 % des vecteurs) sur la plupart des instants et des essais (voir Fig. 2-22). L'encadrement de l'incertitude globale associée à la vitesse en fonction du délai inter-pulse est donnée en Fig. 2-20 et est inférieure à 8.5 m/s pendant le remplissage et inférieure à 1.6 m/s à basse vitesse.

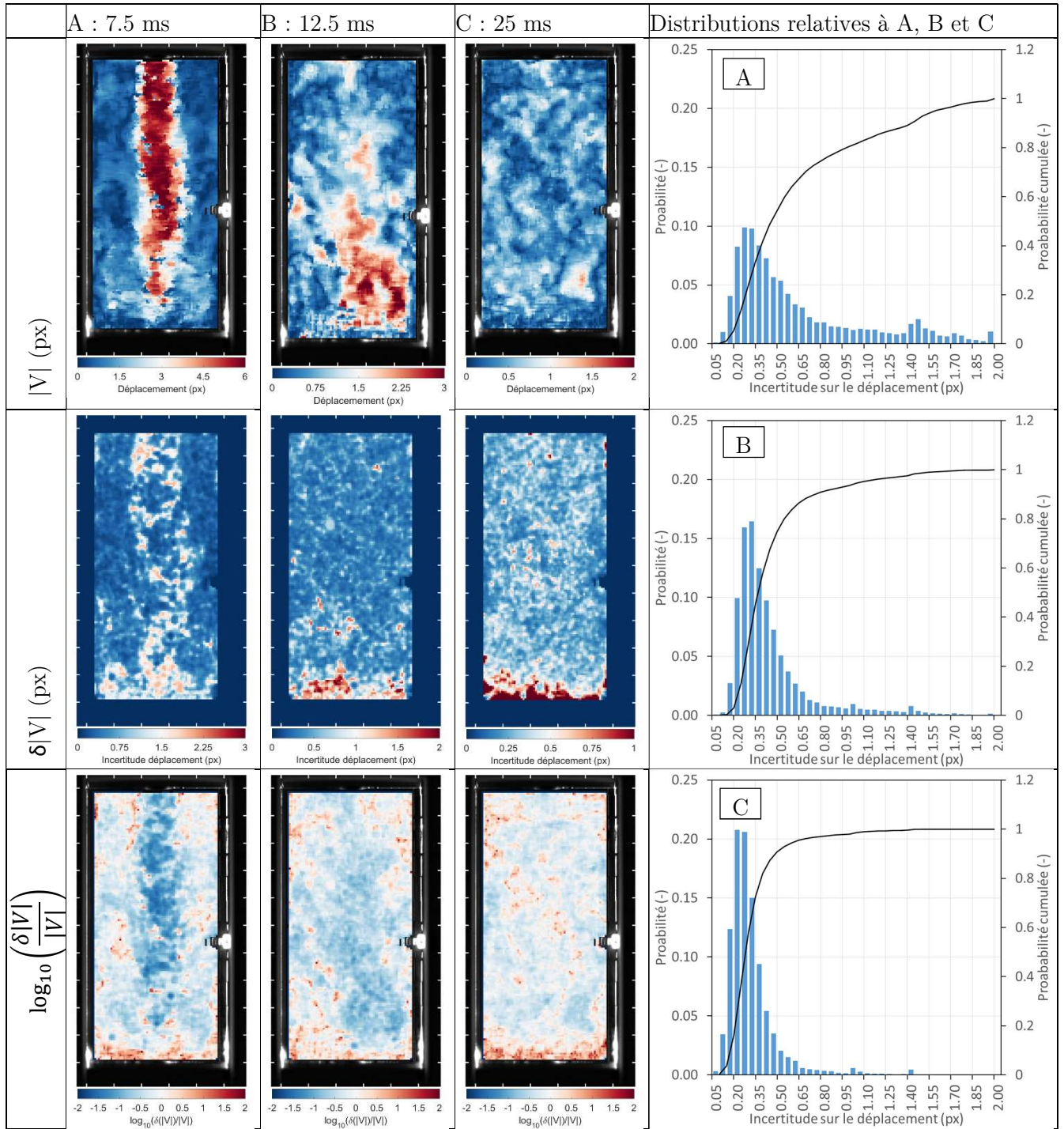


Fig. 2-22. Champs de déplacement et d'incertitude de PIV à différents instants d'un cycle réactif propane-air et distribution de probabilité de l'incertitude associée.

2.3.2. Calcul des propriétés de la turbulence

Les écoulements gazeux à haute vitesse, modélisés par les équations de Navier-Stokes comme ceux présents dans ce dispositif, sont qualifiés de turbulents. Plus généralement, ce que l'on qualifie de turbulence se manifeste par des fluctuations locales et d'échelle variables, de toutes les propriétés d'un écoulement (i.e. température, vitesse, composition). Ces fluctuations peuvent altérer la structure de flamme et dans une certaine limite augmenter le taux de consommation de gaz frais, et au-delà, provoquer l'extinction de la flamme [93, Ch. 4]. La caractérisation du régime de combustion turbulente nécessite donc de caractériser les propriétés de la turbulence de l'écoulement susceptible d'interagir avec la flamme. Aussi, le champ de vitesse $\mathbf{U}$ est décomposé en une partie dite moyenne $\bar{\mathbf{U}}$ et une partie dite fluctuante $\mathbf{u}'$:

$$U_i = \bar{U}_i + u'_i \quad (2-9)$$

Une des particularités de la turbulence est qu'il n'existe pas une échelle unique associée à la fluctuation. L'analyse des champs de vitesse montre que l'énergie cinétique se répartit sur un spectre continu d'échelles. En turbulence homogène et isotrope (THI), l'énergie cinétique des plus grandes structures de l'écoulement, dites d'échelle intégrale (notée l_t), est transférée d'échelle en échelle jusqu'à une échelle dite de Kolmogorov¹⁹ où la viscosité du fluide y dissipe l'énergie cinétique [94], la convertissant en chaleur (l'augmentation de température est en général négligeable). Autrement dit, le nombre de Reynolds Re_k associé à l'échelle de Kolmogorov (notée l_k) est de l'ordre de l'unité, soit :

$$Re_k = \frac{u'_k l_k}{\nu} \sim 1 \quad (2-10)$$

De plus, sous l'hypothèse d'une THI, le flux d'énergie à travers la cascade d'échelle, aussi appelé taux de dissipation d'énergie cinétique (noté ε), est constant ce qui permet d'estimer u'_k . Cette dissipation est estimée, pour une échelle l , comme le rapport de l'énergie cinétique des fluctuations de vitesse associées à ces échelles, $u'^2(l)$ divisé par le temps de retournement de ces échelles, $l/u'(l)$ [93, Ch. 4]:

$$\varepsilon = \frac{u'(l)^2}{l/u'(l)} \quad (2-11)$$

En particulier si on écrit l'Eq. (2-11) pour l'échelle intégrale et l'échelle de Kolmogorov, on montre que l'échelle de Kolmogorov s'exprime en fonction de l'échelle intégrale :

$$l_k = \left(\frac{\nu}{u'} l_t^{1/3} \right)^{3/4} \quad (2-12)$$

¹⁹ Cette représentation est celle dite de cascade turbulente, introduite par Richardson [179] et Kolmogorov [180], [181]. La phrase suivante est souvent citée à l'origine de cette représentation : « We realize thus that : big whirls have little whirls that feed on their velocity, and little whirls have lesser whirls and so on to viscosity – in the molecular sense » page 66 § 3 (Ch.4/8/0) [179].

La THI est une condition idéalisée qui n'est pas assurément celle réalisée dans la chambre pendant le remplissage, aussi l'Eq. (2-12) doit seulement être considérée pour l'estimation d'ordre de grandeur. Dans la suite, on s'intéresse à estimer ces propriétés (u' , l_t , l_k) expérimentalement.

Pour estimer les propriétés du champ de fluctuations, il est nécessaire d'explicitier le calcul du champ moyen. La moyenne peut être calculée par différentes méthodes : moyenne temporelle, filtrage spatial, moyenne d'ensemble, décomposition en modes propres. La composante fluctuante dépend de la méthode choisie pour calculer la composante moyenne et il n'existe pas, actuellement, de consensus sur une méthode générale pour la caractérisation des propriétés de turbulence dans un écoulement instationnaire [95]. La composante moyenne est généralement assimilée aux phénomènes d'advection ordonnés à grande échelle, appelés aussi structures cohérentes²⁰, e.g. le jet d'air (~12 mm de diamètre / 100 mm de long) pendant le remplissage. La composante fluctuante ou turbulence correspond, elle, à un mouvement relativement désordonné, par exemple un tourbillon (~6 à 12 mm), transporté par le jet de remplissage.

La composante de moyenne d'ensemble est représentative d'un cycle moyen et la fluctuation associée correspond à la fluctuation de cycle-à-cycle. Par filtrage spatial, par exemple en appliquant un filtre passe-bas, la composante moyenne correspond aux grandes échelles spatiales de l'écoulement et isolera par exemple le jet principal pendant le remplissage. Le filtrage temporel correspond à une description eulérienne de la turbulence, typiquement similaire à ce qui est réalisé en mesure par *laser Doppler velocimetry* ou par fil chaud.

L'objectif ici est de caractériser la fluctuation turbulente qui impacte la propagation instantanée de la flamme et de l'allumage. C'est donc la résolution instantanée des propriétés de turbulence qui importe, ce qui exclut l'utilisation de la moyenne d'ensemble. La PIV est relativement bien résolue temporellement (20 kHz), dans la suite de l'étude, les propriétés de la turbulence sont donc calculées sur la base d'une moyenne temporelle. La composante moyenne est calculée par moyenne glissante centrée sur un intervalle de temps de 1.75 ms (35 champs) constant dans le temps. Cet intervalle de temps est pris plus long que le temps de retournement des structures turbulentes mais plus court que certaines grandes structures de l'écoulement. De plus la durée est du même ordre de grandeur que le dépôt d'énergie par allumeur inductif et correspond à la durée de propagation d'une onde acoustique de l'extrémité d'admission à celle d'échappement, ce qui est la durée moyenne pendant laquelle l'écoulement n'est pas perturbé par l'acoustique.

²⁰ Cohérentes dans le sens où elles sont facilement identifiables dans l'écoulement.

La composante fluctuante est alors filtrée par convolution spatiale avec une fenêtre de Hamming (12 mm à -10 dB) ce qui permet de séparer la fluctuation $\mathbf{u}'_{LF}$ à grande échelle, des fluctuations à petites échelles, $\mathbf{u}'_{HF}$. La taille de la fenêtre est prise égale à celle du diamètre du tube d'admission que l'on peut considérer comme étant le principal générateur de turbulence²¹. On a alors

$$U_i = \bar{U}_i + u'_{i,LF} + u'_{i,HF} \quad (2-13)$$

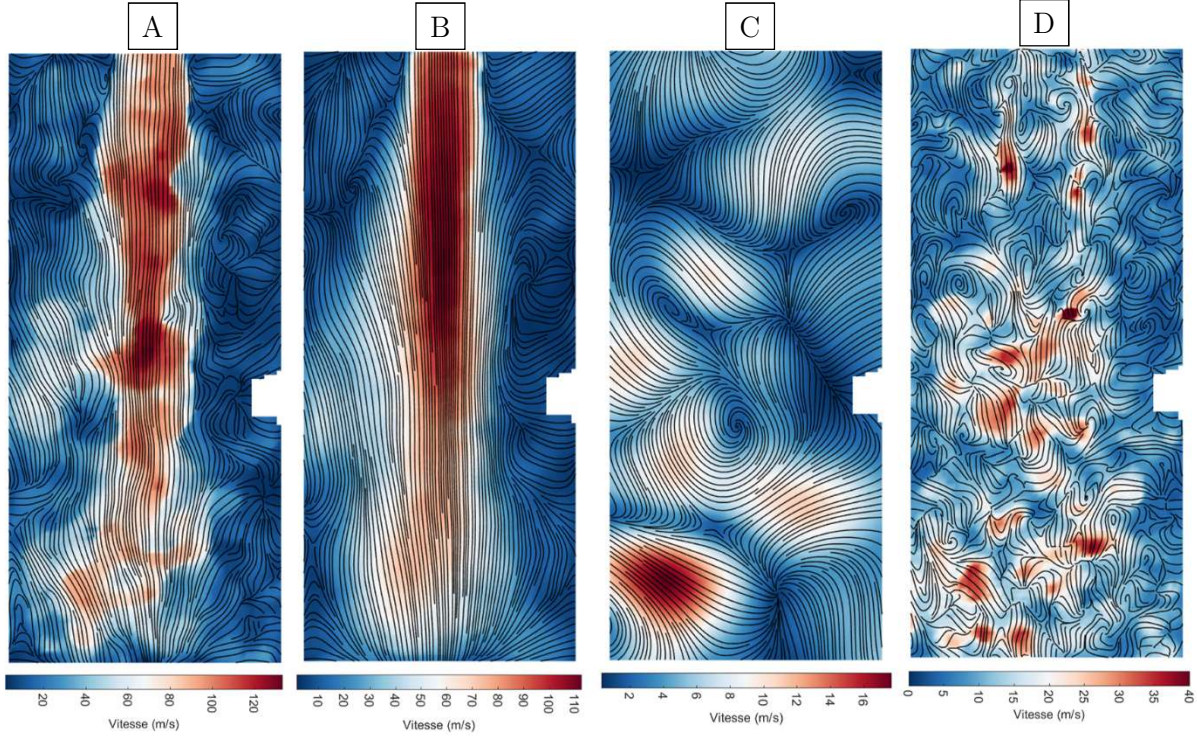


Fig. 2-23. Champs de vitesses instantanés (A), moyen (B), basse fréquence (C) et haute fréquence (D) à 17.5 ms, pendant le remplissage.

L'échelle intégrale spatiale est calculée par l'auto-corrélation spatiale de chacun des champs de fluctuation de vitesse $R_{u'_i}$ telle que :

$$R_{u'_i}(dx, dy) = \frac{\overline{u'_i(x, y, t) \bullet u'_i(x + dx, y + dy)}}{\sqrt{\overline{u'^2_i(x, y, t)}} \bullet \sqrt{\overline{u'^2_i(x + dx, y + dy)}}} \quad (2-14)$$

Cela permet de construire 4 échelles respectives $L_{u'_i,x}$ et $L_{u'_i,y}$ aux deux composantes de $\mathbf{u}'$ ($i = 1, 2$) et aux deux directions x et y telles que :

$$\begin{aligned} L_{u'_i,x} &= \int_{-\infty}^{\infty} R_{u'_i}(dx, 0) dx \\ L_{u'_i,y} &= \int_{-\infty}^{\infty} R_{u'_i}(0, dy) dy \end{aligned} \quad (2-15)$$

²¹ Des structures cohérentes sont aussi générées par cisaillement dans les zones de gradients de vitesse autour du jet.

Expérimentalement ces intégrales sont finies, et plusieurs méthodes peuvent être utilisées pour approcher au mieux ces intégrales [96], [97]. Dans la suite, l'échelle est calculée comme le premier zéro de la corrélation [96].

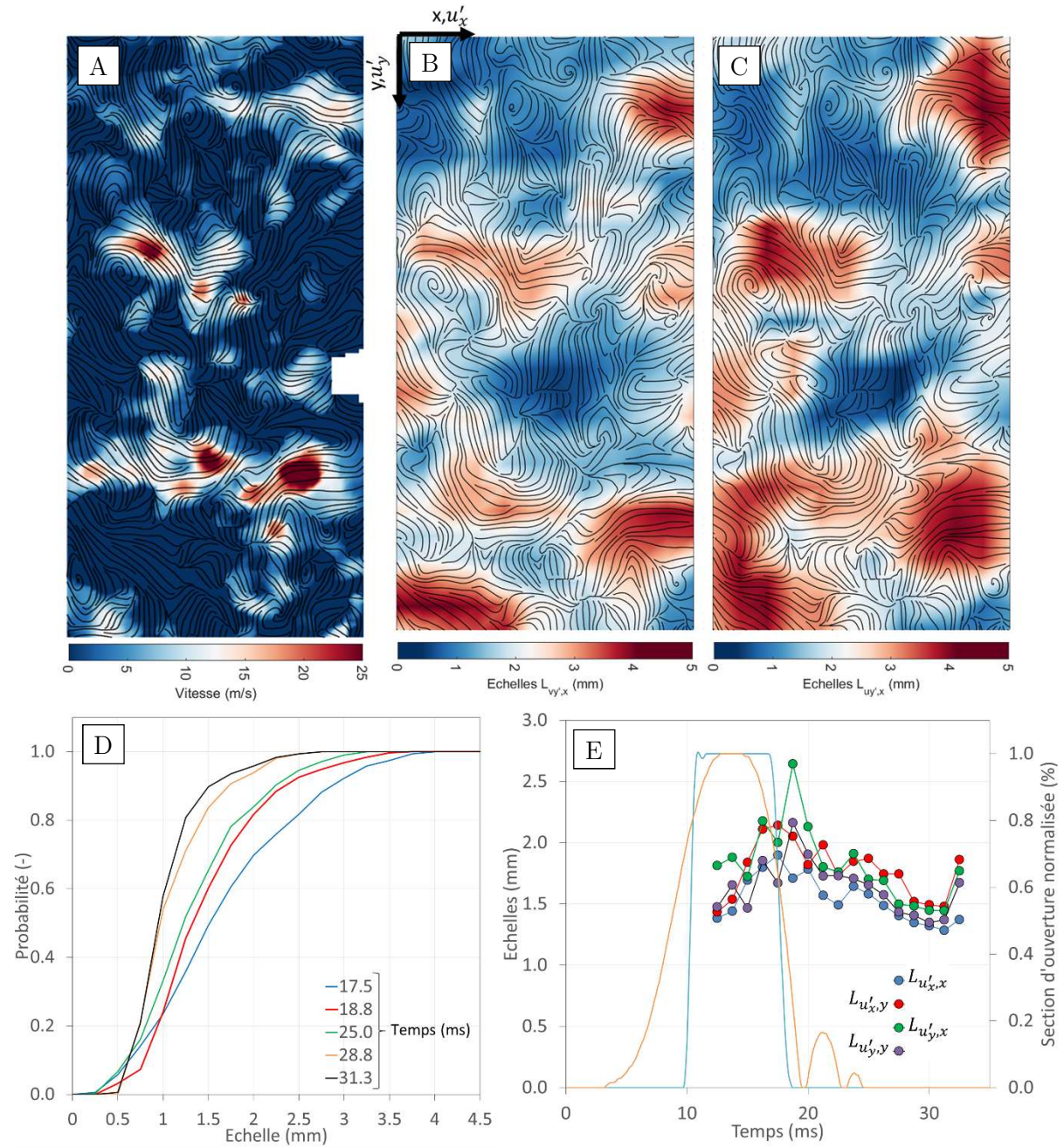


Fig. 2-24. Composante du champ de vitesse selon x à 17.5 ms (u'_x) (A) et échelles calculées respectivement aux directions x (B) et y (C) de u'_x . Evolutions temporelle des distributions de probabilité cumulée et de la valeur moyenne de l'échelle $L_{u'_x,x}$ sur la chambre sur un cycle non-réactif (D). Evolution temporelle des moyennes des 4 longueurs caractéristiques de turbulence calculées sur un cycle réactif (E).

Cette échelle est calculée sur des fenêtres de 9×9 mm sur un quadrillage de points espacés de 9 mm dans la chambre, avec 50 % de recouvrement. En moyenne la longueur est supérieure à 2

fois la résolution PIV (2×0.65 mm) et décroît dans le temps à la fermeture de l'échappement. La résolution est donc suffisante pour permettre d'estimer la taille des structures turbulentes.

La flamme se propage dans toute la chambre pendant la combustion, or, les propriétés de vitesse et de turbulence sont définies à la fois en espace et en temps. Aussi il est utile de se doter d'une valeur globale représentative du champ à chaque instant. L'énergie cinétique totale Q du plan de PIV [98], considéré comme le plan de symétrie de la chambre et de l'écoulement, est représentative de l'énergie cinétique globale et s'exprime comme

$$Q = \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \frac{1}{2} \frac{U_x^2(x_i, y_j) + U_y^2(x_i, y_j)}{n_x n_y} \quad (2-16)$$

La fluctuation turbulente $\sqrt{\mathbf{u}'^2} = (\sqrt{u_x'^2}, \sqrt{u_y'^2})$ est finalement calculée comme la déviation standard temporelle²² respective de chacune des composantes de la partie haute fréquence de l'écart à la moyenne calculée sur la même durée considérée pour le calcul de la vitesse moyenne (1.75 ms). De la même manière que pour l'énergie cinétique totale de l'écoulement, on peut définir une énergie cinétique de turbulence du plan de PIV q telle que

$$q = \sum_{i=1}^{n_x} \sum_{j=1}^{n_y} \frac{1}{2} \frac{\overline{u_x'^2}(x_i, y_j) + \overline{u_y'^2}(x_i, y_j)}{n_x n_y} \quad (2-17)$$

Dans la suite, l'énergie cinétique de turbulence q est utilisée comme référence pour le calcul de la vitesse de retournement des structures intégrales :

$$u'_t = \sqrt{q} \quad (2-18)$$

Aux instants d'allumages tardifs (28.5-32.5 ms), u'_t vaut ~ 0.2 m/s et l'échelle spatiale intégrale est de $l_t \sim 1.4$ mm. A partir de l'Eq (2-12), on peut estimer la taille des échelles de Kolmogorov à l'allumage à 0.2 mm. Aussi la résolution de la PIV (0.65 mm) limite la résolution de l'écoulement aux échelles intégrales et on estimera l'échelle de Kolmogorov dans la suite au moyen de l'Eq. (2-12).

²² Ce qui dans le cas de la fluctuation revient à en calculer la moyenne quadratique.

2.4. Modèle d'analyse thermodynamique 0D multizones

Les variables extensives utiles pour la description de la thermodynamique interne de la chambre de combustion dont le volume est constant sont donc la masse et l'énergie interne. La caractérisation des conditions aux limites permet de connaître les débits injectés dans la chambre. Pendant les phases de transvasement, pour décrire l'évolution d'un fluide à composition constante, deux variables thermodynamiques sont nécessaires. Les variables mesurées sont les masses totales injectées, calculées à partir des variations de pression dans les réservoirs, et la pression instationnaire dans la chambre. A chaque phase du cycle, les transferts de chaleurs peuvent largement affecter la température du fluide et donc le niveau de pression. Par exemple, dans le cas d'un remplissage adiabatique jusqu'à une pression de 3 bar, par de l'air à 293 K, d'une chambre contenant déjà 1 bar d'air, à une température de 293 K (20°C), la température de fin du remplissage s'élève à 371 K (98°C). Si le calcul de la masse injectée est réglé sur une pression obtenue par remplissage isotherme, la pression finale s'élèvera alors à 3.8 bar. Dans la pratique, le remplissage n'est pas adiabatique et une partie de cette énergie est perdue par échange thermique aux parois. De plus, la mesure de température instationnaire par thermocouple fin est difficile dans ces conditions où l'écoulement présente une énergie cinétique importante²³. L'état de l'art des diagnostics lasers permettrait d'envisager cette mesure par exemple par PLIF [99] ou par des techniques d'optique non-linéaire comme la CARS ou la LITGS [100] mais ces diagnostics nécessitent des développements trop importants à ce stade de l'étude.

Dans une première approche, les quantités non-directement mesurables (température, compositions etc..) sont calculées par une post-analyse zéro-dimensionnelle (0D) instationnaire des essais. Pour ce faire, un maximum de la physique de l'expérience est modélisé et se base sur la caractérisation des conditions aux limites introduites précédemment. Un certain nombre de paramètres, détaillés ci-après, sont ajustés de sorte à reproduire les signaux de pression expérimentaux.

2.4.1. Description des conditions aux limites, des échanges de chaleur et de masse

Les fluides sont modélisés sous la librairie Cantera [101]. La librairie permet d'évaluer chacune des propriétés thermodynamiques, e.g. la capacité calorifique, l'enthalpie, l'entropie, en fonction de la température et de la composition. La suite logicielle Matlab est utilisée pour à la fois l'analyse des essais et l'analyse 0D ce qui simplifie l'interaction avec les données expérimentales. La librairie Cantera permet par la suite de pouvoir facilement transposer les compositions calculées dans des routines de calcul de propriétés réactives fondamentales du mélange, comme la vitesse fondamentale de flamme ou le délai d'auto-inflammation. Pour le calcul 0D, un nombre réduit d'espèces est considéré en plus du carburant (C_3H_8 ou $n-C_{10}H_{22}$) et de l'air (O_2 , N_2): H_2 , OH , H_2O , CO , CO_2 , NO . L'ajout d'espèces supplémentaires, par exemple considérer toutes les espèces présentes dans le schéma GRI3.0 (53 espèces) peut considérablement ralentir le calcul

²³ Des essais par thermocouple fin (12.7 μm) ont été réalisés et ont systématiquement abouti à la destruction de la sonde après quelques cycles. Les mesures partielles obtenues confirment une montée en température supérieure à 60°C.

(dizaines de minutes) et a un caractère négligeable sur le résultat final en termes de pression et de température par exemple.

L'analyse 0D intègre les équations de conservation pour la masse et l'énergie (voir logigramme en Fig. 2-25). Hors réaction, c'est-à-dire pour les réservoirs ou pendant les phases de transvasement dans la chambre, ces équations se simplifient en (2-19) et (2-20). L'intégration est réalisée sur l'ensemble des enceintes de CV2 de sorte que la masse totale soit conservée. Les volumes des réservoirs sont définis comme ceux mesurés expérimentalement dans la partie C. Chaque enceinte X est connectée à d'autres enceintes Y_n via des actionneurs dont la loi d'ouverture est imposée.

$$\frac{dm_X}{dt} = h_{in}\dot{m}_{in} - h_X\dot{m}_{out} \quad (2-19)$$

$$\frac{dE_X}{dt} = h_{in}\dot{m}_{in} - h_X\dot{m}_{out} + \varphi_X \quad (2-20)$$

Où $\dot{m}_{in}$ et $\dot{m}_{out}$ sont respectivement les débits instantanés entrant et sortant du volume X , h l'enthalpie spécifique associée aux débits échangés et φ_X est l'intégrale du flux de chaleur aux parois du volume X . La ligne d'échappement est modélisée pour prendre en compte l'élévation de pression dans celle-ci relevée sur Ple. La ligne d'échappement correspond à un volume de 50 cm³, estimé à partir des volumes de flexibles et de connexion. Ce volume est constamment ouvert avec l'échappement. Les débits échangés $\dot{m}_{in}$ et $\dot{m}_{out}$ sont calculés selon le rapport de pression entre les volumes de gaz connectés :

$$\begin{aligned} \frac{p_2}{p_1} \geq \left(\frac{2}{\gamma_1 + 1}\right)^{\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} \quad \dot{m}_{1 \rightarrow 2} &= c_d \frac{p_1 S}{\sqrt{T_1 R / M_1}} \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{1/\gamma_1} \sqrt{\frac{2\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\gamma_1 - 1}{\gamma_1}}\right)} \\ \frac{p_2}{p_1} \leq \left(\frac{2}{\gamma_1 + 1}\right)^{\frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1}} \leq 1 \quad \dot{m}_{1 \rightarrow 2} &= c_d \frac{p_1 S}{\sqrt{T_1 R / M_1}} \sqrt{\gamma_1} \left(\frac{2}{\gamma_1 + 1}\right)^{\frac{\gamma_1 + 1}{2(\gamma_1 - 1)}} \end{aligned} \quad (2-21)$$

Où dans le cas d'un échange entre un volume X et un volume Y , l'indice 1 correspond au volume présentant la pression la plus élevée et dans ce cas $\dot{m}_{1 \rightarrow 2} \geq 0$. $S(t)$ correspond à la loi d'ouverture de section de l'actionneur d'échange (vannes ou injecteurs). Le coefficient de débit c_d est considéré constant et ajusté de sorte que les signaux de pressions réservoirs correspondent aux signaux mesurés. Les flux thermiques, liés aux échanges thermiques aux parois dans les réservoirs et la chambre, sont représentés et calculés par l'intermédiaire d'un coefficient de convection global (2-23) sur chaque élément :

$$\varphi_W = hS(T_w - T) \quad (2-22)$$

Où φ_W est le flux instantané échangé par le gaz avec la paroi (en W), T est la température du gaz et T_w est la température de paroi considérée constante dans les réservoirs et dans la chambre. Le coefficient de convection forcée aux parois h est calculé par une corrélation de paroi typiquement utilisée sur les MACI [102].

$$h = k \times 130V^{-0.06}p^{0.8}T^{-0.4}(v + 1.4)^{0.8} \quad (2-23)$$

Où V est le volume de chambre en m^3 , T la température du gaz en K, p la pression du gaz en MPa et v la vitesse du gaz en m/s et h est homogène à des W/m²/K. Dans la corrélation, la vitesse considérée est normalement celle du piston, ici la vitesse v est calculée comme une vitesse moyenne associée au débit instantané en valeur absolue, à la masse volumique et à la section du volume considéré. L'utilisation de cette corrélation a pour but d'indexer les échanges de chaleur sur l'état thermodynamique du gaz. Le coefficient k , variable sur chaque phase du cycle, permet d'ajuster les échanges de chaleur. Lors de l'injection, la chute de température est faible, inférieure à quelques degrés. L'hypothèse de paroi isotherme est donc valide pour les réservoirs. Pour la chambre, l'élévation de température cumulée, à froid (température initiale de 20°C), est inférieure à 70 K (20 % de variation) et à chaud (température initiale de 130°C) est inférieure à 20 K (5 % de variation). Comparé aux températures des gaz brûlés (supérieure à ~1500 K) avec lesquels les échanges sont le plus importants, l'écart relatif sur le flux à froid est faible (<8 %) et à chaud négligeable (<3 %). L'hypothèse de parois isothermes pour la chambre est donc pertinente.

Des échanges de chaleur sont aussi ajoutés au niveau des actionneurs (vannes/injecteurs). En effet, les sections de passage y sont réduites et l'écoulement y est donc fortement accéléré ce qui peut induire d'importants échanges de chaleur. Ces échanges de chaleurs notés φ_S sont représentés par un coefficient α , compris entre 0 et 1, tel que

$$\varphi_S = \alpha \left(\hat{h}(T_S) - \hat{h}(T) \right) \quad (2-24)$$

Où $\hat{h}(T_S)$ est l'enthalpie sensible du gaz à la température de référence de l'actionneur, T_S et $\hat{h}(T)$ l'enthalpie sensible du gaz à la condition de température génératrice, T . Si $\alpha = 0$, le transfert est adiabatique et si $\alpha = 1$, le fluide sort de l'actionneur à la température de ce dernier.

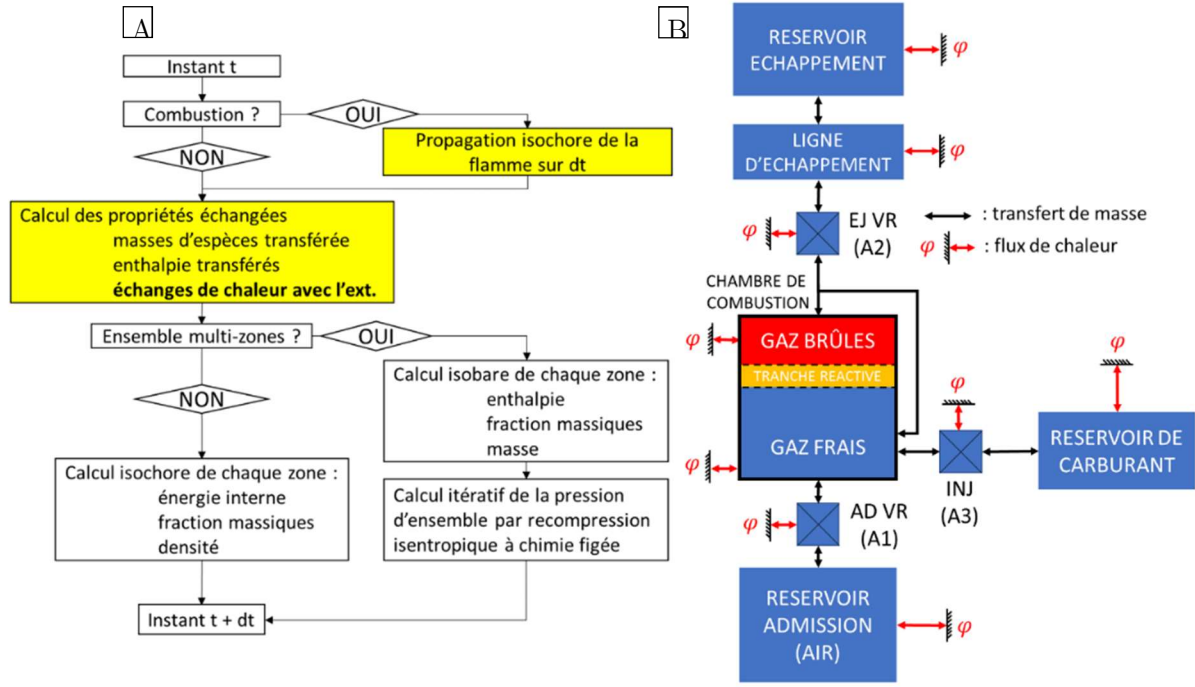


Fig. 2-25. A. Logigramme du modèle 0D développé. Les parties en jaune sont décrites plus en détail dans le texte pour le calcul des propriétés échangées et en Fig. 2-26 pour la combustion. B. Schéma des objets représentés dans le modèle 0D.

Les échanges de chaleur, qui correspondent à une perte d'énergie interne, sont calculés en même temps que la variation d'énergie interne liée aux échanges de masse. La chambre contient plusieurs volumes de gaz distincts ce qui est lié au choix du modèle de combustion. Le calcul des échanges de masse dans la chambre est décrit ci-après.

2.4.2. Description de la chambre de combustion

La combustion à volume constant est décrite par un modèle de combustion dit par tranches (voir logigramme en Fig. 2-26). Pour cela, la chambre de volume constant V est divisée en 3 sous-volumes de gaz distincts en composition et température (gaz frais : V_f , une tranche réactive : V_r et les gaz brûlés : V_b) contenus dans la même enceinte. La vitesse de propagation est largement subsonique et la pression est homogène à chaque instant dans la chambre de sorte que :

$$\begin{aligned} V &= V_f + V_b + V_r \\ p &= p_f = p_b = p_r \end{aligned} \quad (2-25)$$

En dehors de la phase réactive, ces trois gaz sont mélangés dans le volume de gaz frais ($V_f = V$) et les autres volumes sont nuls ($V_b = V_r = 0$). La vitesse de combustion v_F est calculée à chaque pas de temps de sorte que le temps de combustion globale corresponde à celui mesuré sur le cycle. La propagation est réduite à une dimension bornée entre 0 et $(V - V_u)/S$. S est une section caractéristique de la chambre typiquement 50 mm×50 mm et V_u correspond à un volume de coincement et modélise l'ensemble des imbrûlés. La vitesse calculée de la propagation à chaque instant t , s'écrit :

$$v_F(t) = \frac{1}{S} \frac{V_f(t) - V_u}{t_f - t} \quad (2-26)$$

Où t_f est l'instant final mesuré de la combustion. Dans le cas où l'on souhaiterait extrapoler le calcul 0D en changeant les conditions de cycle, la vitesse de flamme peut ici être remplacée par une expression dépendante par exemple de la vitesse fondamentale de flamme et l'impact de la turbulence et de l'expansion des gaz qui peut être évaluée, a priori, sous Cantera.

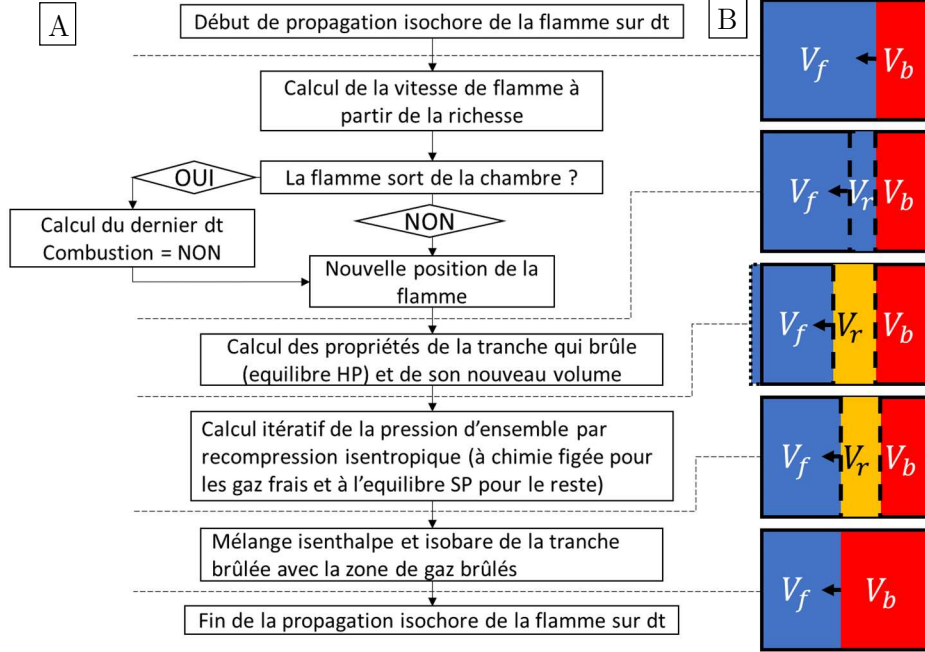


Fig. 2-26. A. Logigramme de propagation de flamme isochore. B. Schéma par étapes, rapportées sur le logigramme, de la combustion par tranche

A chaque pas de temps de propagation, la flamme progresse sur une tranche de gaz frais qui alors devient brûlée. La réaction est supposée à l'équilibre thermochimique isobare et isenthalpe. Cette condition est en général celle utilisée pour calculer les températures de flammes isobares dites adiabatiques (donc isenthalpes). Cette hypothèse exclut l'exploitation de ce modèle de combustion pour la prédiction de certains polluants. En effet, la description de la formation de certaines espèces comme les NOx, e.g. NO, NO₂, notamment sur les temps courts, nécessite une description de l'évolution temporelle de la chimie qui n'est pas réalisée ici. Au passage de la flamme, la masse volumique de la tranche diminue donc son volume augmente. A ce stade, la somme des volumes (voir l'équation (2-25)) est donc supérieure au volume total de chambre. L'élévation de pression liée au dégagement de chaleur (dilatation de la tranche de gaz brûlée) est alors calculée par itération sur une compression isentropique des 3 volumes. A la fin des itérations la somme des volumes est égale au volume de chambre à $\varepsilon < 10^{-16}$ près. La tranche de gaz brûlé est finalement mélangée à l'ensemble des gaz brûlés. A la fin de la combustion :

$$\begin{aligned} t &= t_f \\ V_f &= V_u \end{aligned} \quad (2-27)$$

Les gaz frais restants correspondent aux imbrûlés dont l'origine est principalement liée à l'extinction de la flamme aux parois. Dans une combustion en pré-mélange ou pré-mélange

partiel, il peut y avoir du mélange jusqu'à la paroi et la flamme peut s'y propager. Dans la flamme, le transfert de chaleur des gaz brûlés qui quittent la flamme, aux gaz frais se fait par diffusion. Les parois sont des puits thermiques importants et la diffusion thermique dans le gaz est affectée par la présence de la paroi. Cette interaction conduit à une extinction de la flamme. La distance dépend du type d'interaction (frontal, latéral, de cavité) et des conditions du mélange. Dans des mélanges d'hydrocarbures-air à haute pression, les distances de coincement sont typiquement de l'ordre 100 μm [103]²⁴. Le volume de coincement est donc égal au produit de cette distance par la surface des parois de la chambre. Cette surface correspond aux parties en jaune sur les images de présentation du montage (Fig. 2-1 à Fig. 2-3). Le volume lié au coincement pariétal (frontal et latéral) correspond à 1 % du volume de la chambre (3.2 cm³) et se répartit en 0.8 % (2.5 cm³) dans la chambre et le reste dans les tubes. A la fin de la combustion, des gaz sont comprimés et chassés dans les jeux d'assemblages (2 % du volume total). Les jeux sont suffisamment faibles pour empêcher la flamme de s'y propager (coincement de la flamme également) et d'y brûler le mélange confiné qui est donc supposé comme imbrûlé. A la fin de la combustion, les gaz frais sont mélangés aux gaz brûlés et l'ensemble est considéré à nouveau comme des gaz frais pour l'échappement et le remplissage suivant, de sorte que :

$$V_b = V_r = 0 \quad (2-28)$$

Les échanges de chaleur et de masse dans la chambre sont gérés sensiblement de la même manière que la combustion. Les échanges de masse et de chaleur sont des transferts d'enthalpie, la variation d'énergie interne totale et de composition du gaz fait donc varier sa température et son volume. De la même manière que la combustion subsonique où la tranche réactive se dilate au passage de la flamme, ici le sous-ensemble gazeux se dilate ou se contracte en fonction de l'échange. Après les échanges comme après la combustion, la variation de pression est calculée par itération sur la pression d'une compression isentropique des sous-ensembles gazeux jusqu'à retour au volume de chambre.

L'utilisation de sous-ensemble gazeux limite en partie les possibilités d'échanges de masse. Un actionneur peut seulement débiter depuis un seul sous-ensemble gazeux. Un actionneur est initialement associé avec un sous-volume de gaz dans la mesure où celui-ci n'est pas vide (masse nulle) donc peut être débité. Par exemple, la vanne d'admission est associée avec les gaz frais et la vanne d'échappement avec les gaz brûlés ou les gaz frais.

2.4.3. Validation, intégration et ajustement des paramètres sur une séquence

L'objectif du modèle 0D est de permettre une analyse physique des résultats expérimentaux après reproduction des signaux de pression mesurés dans les réservoirs et la chambre et permettre ainsi d'estimer les propriétés non-mesurées (température, dilution, etc.). Pour y parvenir, les paramètres d'échanges de masse (coefficient de débits c_d) et thermiques (échanges aux parois k et aux actionneurs α) sont ajustés selon le logigramme présenté en Fig. 2-27.

²⁴ Mesures pour des pics de pression de 1 à 16 MPa sur des essais en machine à compression rapide en allumage commandé d'un mélange méthane-air.

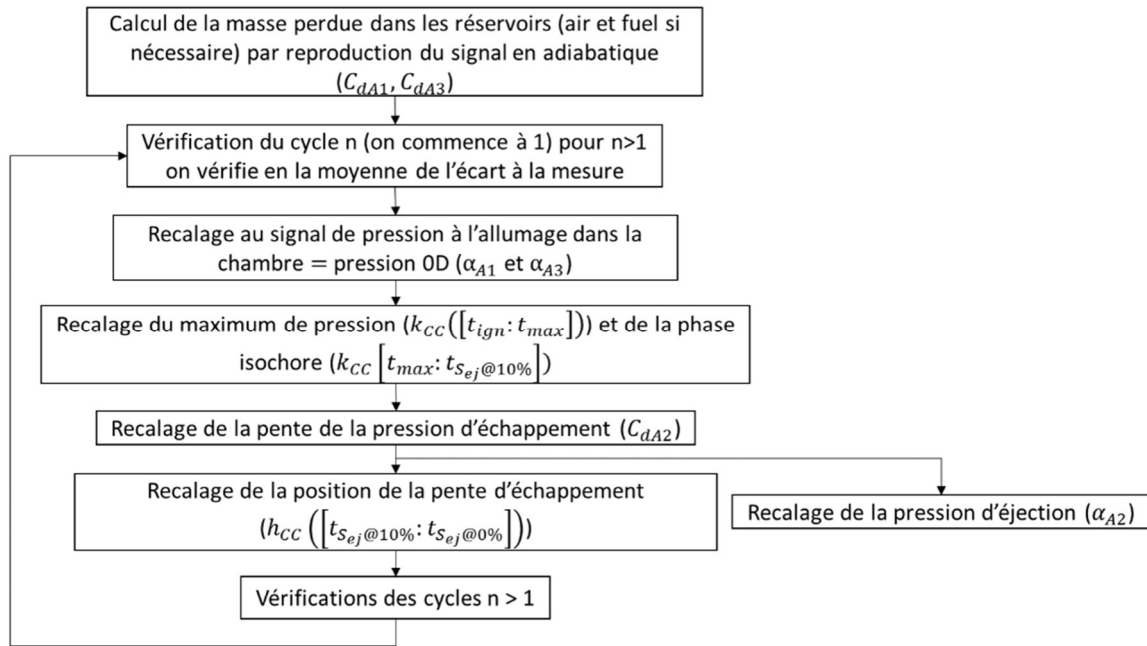


Fig. 2-27. Logigramme d'ajustement des variables de modèle pour parfaire la correspondance des signaux de pression OD aux signaux de pression expérimentaux. L'indice CC correspond à la chambre et les A(N) aux 3 actionneurs représentés en Fig. 2-25.

Pour valider l'implémentation de l'intégration en termes de conservation de la masse et de l'énergie, les échanges de chaleur sont mis à 0 (k et α). Le système {réservoirs + chambre} est fermé donc l'énergie interne totale et la masse totale doivent être conservées indépendamment de l'intégration. L'implémentation est conservative en masse et le résidu est systématiquement de l'ordre du bruit numérique (10^{-16}). Pour les pas de temps plus courts, on vérifie que le code est conservatif en énergie et que le résidu d'énergie interne totale converge vers le bruit numérique. Le pas d'intégration temporel est fixé à 100 μ s. Ce temps est un compromis entre un temps d'intégration acceptable (< 5 min sur une séquence complète) et un résiduel en énergie qui reste négligeable sur une séquence de 12 cycles.

Les coefficients de débit des actionneurs d'injection d'air (vanne rapide) et de carburant (propane) sont ajustés de sorte que les signaux de pression mesurés correspondent. Les rapports de pression d'injection sont tels que la condition de débit est sonique. Les coefficients de débit sont supposés constants. A chaque cycle on calcule la masse idéale injectée basée sur le calcul de débit sonique à la condition initiale. Le coefficient de débit est calculé comme le rapport de la masse mesurée sur la base des signaux de pression expérimentaux dans les réservoirs, sur la masse idéale injectée. Parce que la pression varie légèrement pendant l'injection dans le cycle, il persiste un écart à la masse expérimentale inférieur à 1 % en moyenne.

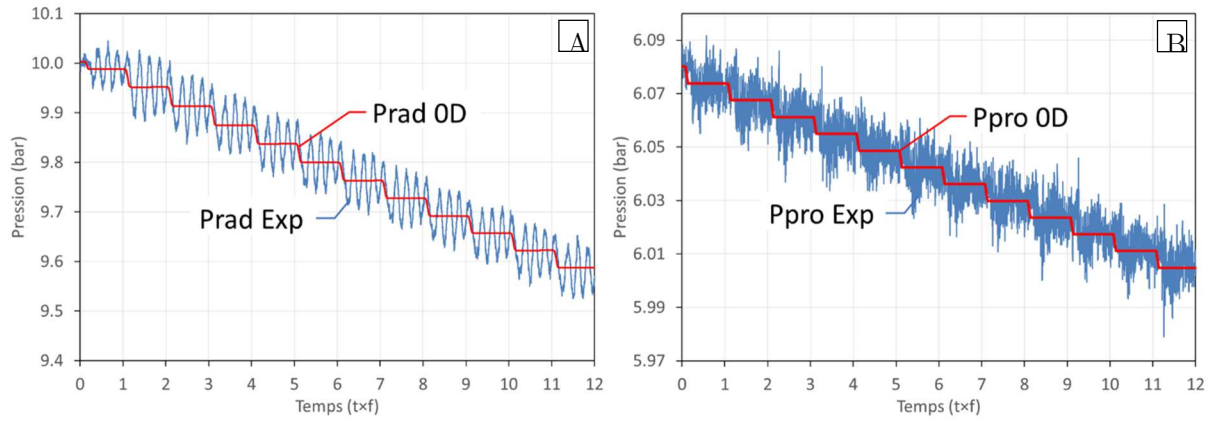


Fig. 2-28. Comparaison des signaux expérimentaux et OD de pression d'air (A) et de propane (B) sur une séquence. Essai 169.

La température de la vanne d'admission est ajustée sur des mesures faites par thermocouple pendant les essais et est fixée à 90°C pour les essais à chaud. Pour les essais à température ambiante, le coefficient d'échange α_{A1} est égal à 0.28. Les phases d'admission des cycles sont globalement bien reproduites et les pressions finales à l'allumage sont bien respectées (différence < 1 % en moyenne sur les 12 cycles). Le signal est extrêmement bien reproduit pour les cycles $n > 2$ (Fig. 2-29). Pour les deux premiers cycles la correspondance est peu dégradée. En effet, l'utilisation d'huile en PIV laisse des dépôts dans la vanne qui augmentent sensiblement son inertie d'ouverture et deux cycles sont nécessaires pour obtenir une ouverture systématique identique aux essais sans huile. Le temps de combustion est mesuré automatiquement sur chaque essai.

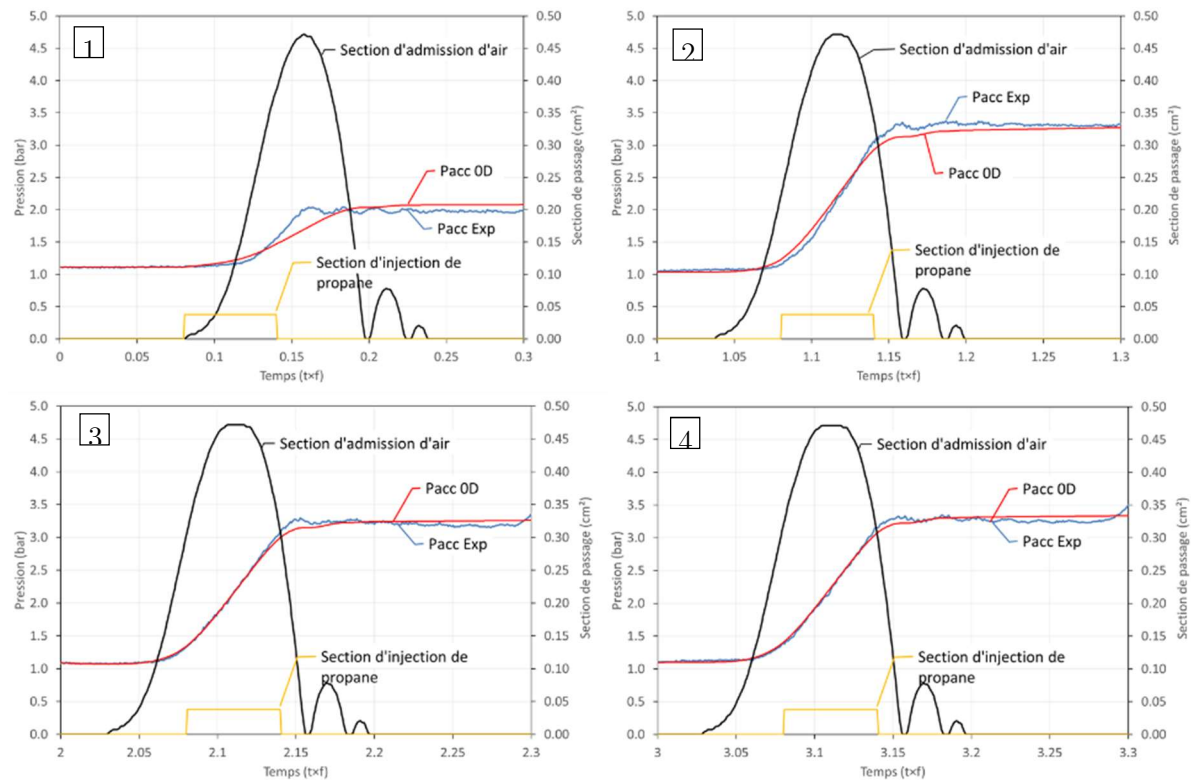


Fig. 2-29. Comparaison des signaux de pression expérimentaux et OD des cycles 1 à 4 sur la partie remplissage du cycle jusqu'à l'allumage (0-32.5 ms). Essai 169 – propane-air.

La forme du profil de pression de combustion obtenu est une conséquence du taux de consommation surfacique de la flamme imposé dans le modèle. Dans ce cas parce que la surface est constante, la montée est relativement monotone. Le temps de combustion est donc mesuré de sorte que le profil de combustion 0D utilisé corresponde au profil de pression expérimental. Cela revient à approximer le profil de pression de combustion expérimental à un triangle. L'instant d'allumage expérimental n'est pas pris comme référence. En effet dans les premiers instants d'allumage, le noyau suit une expansion sphérique qui est très mal représentée par le modèle retenu. On prend donc comme référence le point à l'intersection de la tangente au point d'inflexion du signal de pression (en rouge sur la Fig. 2-30) et de la pression initiale (en vert). Le temps de combustion étant imposé, le coefficient d'ajustement des flux dans la chambre k est le seul paramètre utilisé pour ajuster l'amplitude du pic de pression. Ce paramètre est constant et commun pour l'ensemble des cycles. Ce choix peut expliquer les disparités au cas par cas. L'écart relatif moyen aux maximums de pression expérimentale reste cependant faible, de l'ordre de 1 %.

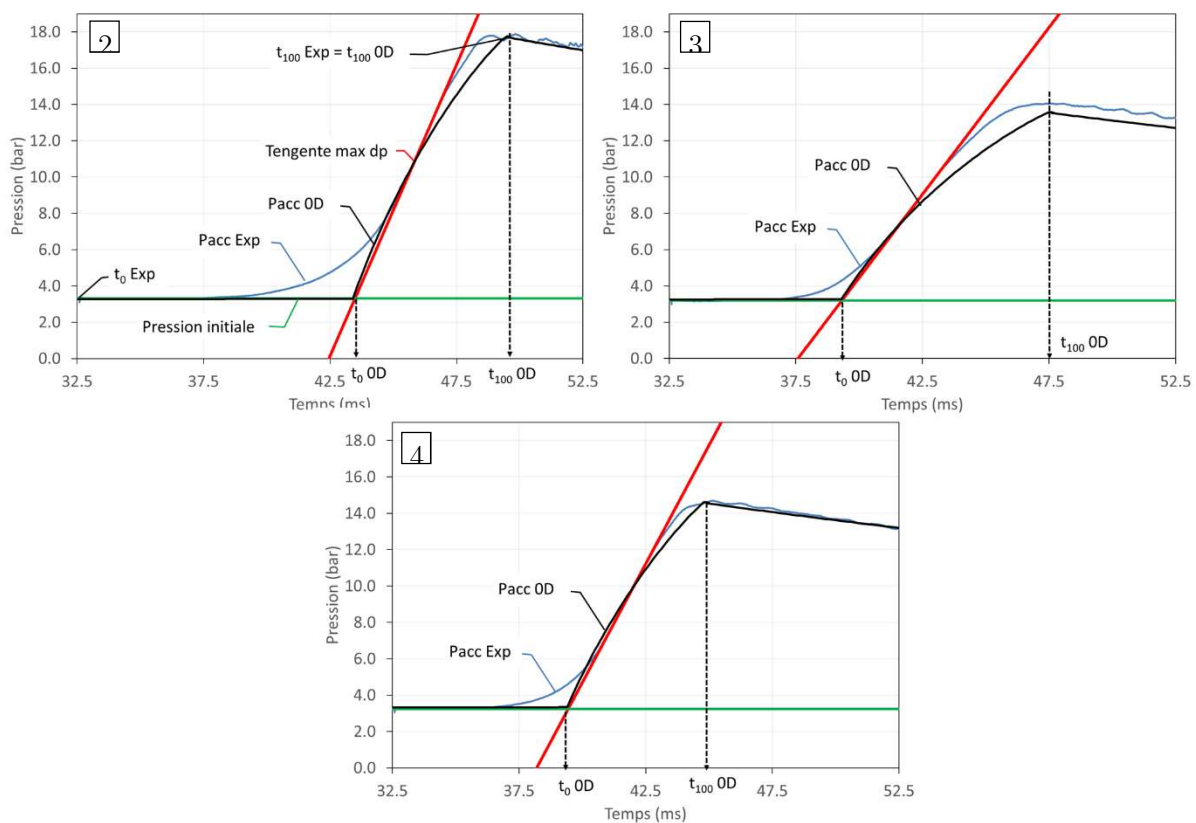


Fig. 2-30. Partie combustion du cycle (32.5 ms – t_{100}). Détermination du temps de combustion et comparaison des signaux de pression expérimentaux et 0D pendant la combustion sur les cycles 2 à 4 de l'essai 169 (propane-air). $k_{CC} = 6$.

Le *timing* d'ouverture d'échappement est imposé a priori. Après le pic de pression de combustion, il peut donc exister une phase isochore. Pendant cette phase, le coefficient de débit est ajusté de sorte à globalement reproduire la décroissance de pression dans la chambre. Le coefficient de débit doit être suffisamment élevé pour permettre de retrouver la pression finale. La correspondance obtenue est visuellement satisfaisante (voir Fig. 2-31).

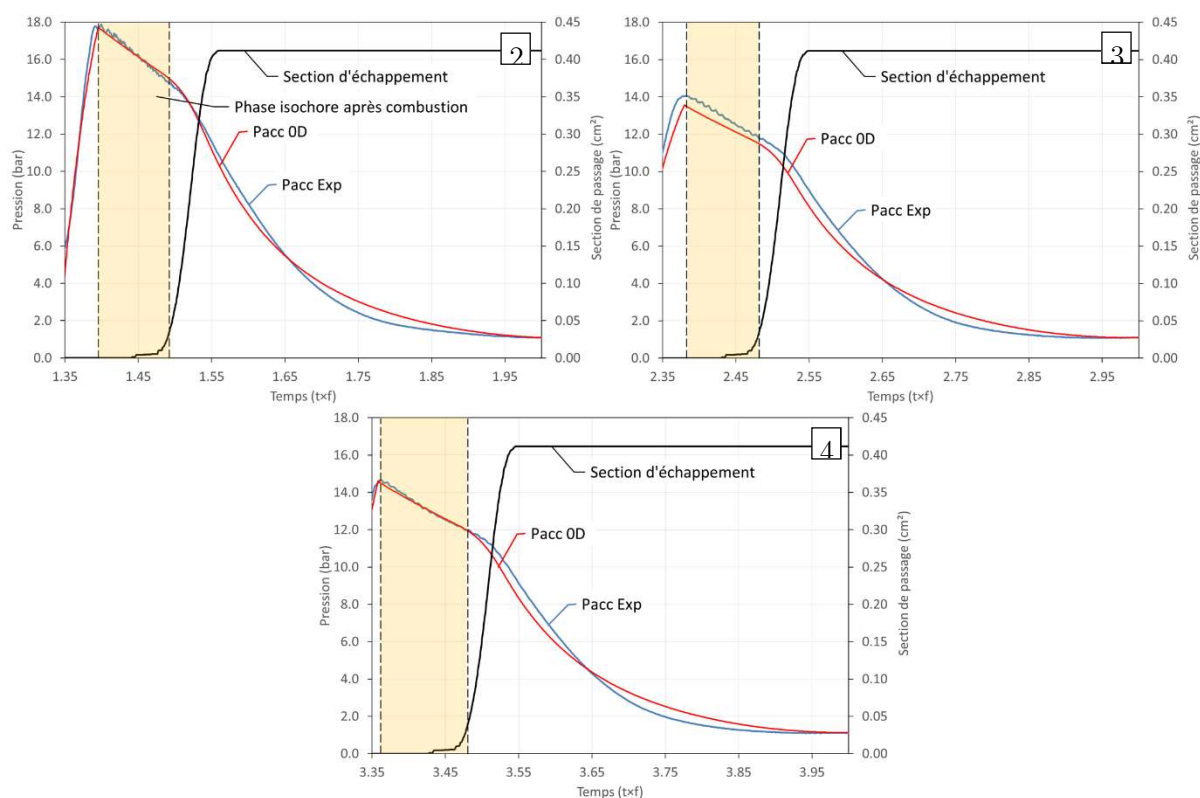


Fig. 2-31. Partie isochore et d'échappement ($t_{100-125}$ ms). Essai 169 cycles 2 à 4.

Le calcul du débit d'échappement chambre dépend de la contrepression d'échappement au siège de vanne (voir Fig. 2-18) qu'il est donc nécessaire de reproduire correctement. La physique de l'échappement est plus complexe que celle d'admission : le débit n'est pas bloqué pendant toute la phase et les gaz qui traversent la vanne contiennent de la vapeur d'eau qui peut se condenser dans l'échappement. La condition entre la ligne d'échappement et le réservoir d'échappement est fixée. Le coefficient de débit et le coefficient d'échange sur la vanne d'échappement sont ajustés de sorte à reproduire le signal mesuré par Ple en aval de la vanne (cf. Fig. 2-32).

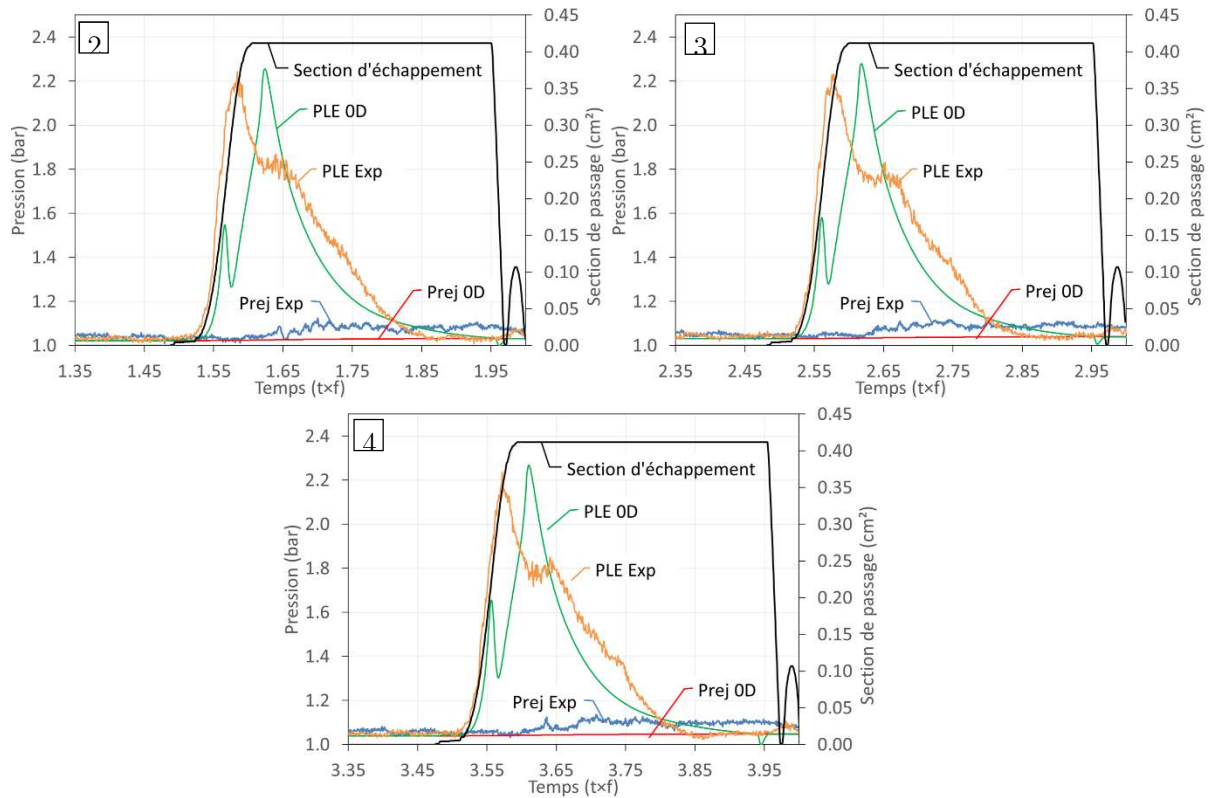


Fig. 2-32. Comparaison entre les pressions de réservoir et de ligne d'échappement expérimentales et 0D. Essai 169 cycles 2 à 4.

Le coefficient k_{cc} d'échanges de chaleur pendant la combustion est le même pour tous les cycles sur la séquence, il peut donc exister de la disparité de cycle-à-cycle dans la qualité de correspondance entre les signaux de pression expérimentaux et 0D. Une RMS entre les signaux expérimentaux et 0D est calculée pour chaque cycle. Le cycle le plus fidèlement reproduit est choisi comme représentatif de la séquence.

2.5. Synthèse sur la mise en place du dispositif CV2

Le montage CV2 est développé dans le cadre de cette étude. Le choix de vannes rapides permet de s'affranchir des contraintes techniques inhérentes à l'intégration de distributeur rotatifs, vannes propriétaires, etc..., tout en conservant des possibilités de conditions initiales similaires à celles d'un prototype (temps de remplissage, pression et température initiales). La chambre dispose de larges accès optiques qui permettent une analyse physique détaillée de l'aérodynamique interne par PIV et du processus de combustion par tomographie de Mie ou par imagerie directe de la chimiluminescence (présentée dans la suite). Le choix de conditions aux limites à volume fini (20 L à l'admission et 20 ou 120 L à l'échappement) permet de contrôler à la fois les masses injectées, ce qui permet de calculer la richesse injectée dans la chambre et de contrôler la contrepression à l'échappement. Les conditions aux limites du dispositif : volumes des réservoirs et de la chambre, température de paroi de la chambre, dynamique d'ouverture des vannes rapides et des injecteurs (gaz ou liquide) sont caractérisées finement, les incertitudes associées sont quantifiées. Leur connaissance extrêmement détaillée facilite le processus de modélisation adjointe 0D, développée dans le cadre de ces travaux, et a fortiori l'analyse des processus physiques réalisée dans la suite. L'analyse 0D, après ajustement des paramètres d'échange thermique, reproduit bien les phases d'admission, de combustion et d'échappement. On applique donc dans la suite cette analyse 0D aux essais pour rendre compte de l'évolution temporelle de la composition et de la température moyenne dans la chambre. De plus la richesse étant connue, cette analyse 0D permet également de réaliser des bilans d'énergie lors du cycle.

Dans la suite, ces méthodologies (expérimentales et 0D) sont appliquées pour établir une caractérisation relativement exhaustive d'un cas de conditions de référence en mélange propane-air.

Chapitre 3

Caractérisation et analyse détaillée d'une séquence expérimentale en injection directe gaz propane

Sommaire

3.1.	Description générale et reproductibilité	114
3.1.1.	Description globale d'une séquence	114
3.1.2.	Reproductibilité expérimentale et représentativité d'un cycle.....	117
3.1.3.	Description globale d'un cycle.....	120
3.2.	Approche LES conjointe	122
3.3.	Phase d'admission et de mélange.....	123
3.3.1.	Caractérisation de l'aérodynamique interne.....	123
3.3.2.	Caractérisation du mélange local par LES.....	129
3.3.3.	Caractérisation de la température locale.....	130
3.4.	Phase de combustion	132
3.4.1.	Description du processus de combustion.....	132
3.4.2.	Caractérisation de la phase de combustion : analyse des signaux de pression.....	134
3.5.	Phase de refroidissement isochore après combustion.....	139
3.6.	Phase d'échappement et de détente.....	140
3.7.	Conclusion	142

3. Caractérisation et analyse détaillée d'une séquence expérimentale en injection directe gaz propane

3.1. Description générale et reproductibilité

3.1.1. Description globale d'une séquence

Ainsi qu'explicité dans le chapitre précédent, le montage CV2 a été conçu, de manière très modulaire afin d'autoriser de multiples configurations géométriques, pour étudier la combustion à volume constant cyclique dans des conditions similaires à celles visées pour les applications aéronautiques. La maîtrise des conditions aux limites a été particulièrement soignée. A cet effet, un certain nombre d'outils et de méthodologies (mesures de pression, analyse 0D, PIV) sont développés pour permettre l'étude thermodynamique et aérodynamique de l'écoulement réactif instationnaire généré lors d'une séquence CVC cyclique. La caractérisation du dispositif et du post-traitement est d'abord faite en injection directe de propane gazeux. Cette caractérisation a permis de mettre en place et de valider l'ensemble des méthodologies de mesure des conditions aux limites sur une séquence (voir Fig. 3-1) ainsi que de se familiariser avec la phénoménologie de chacune des phases d'une séquence et d'un cycle. La séquence, objet de ce chapitre, a été finement caractérisée afin de pouvoir également servir de cas de référence pour des simulations numériques.

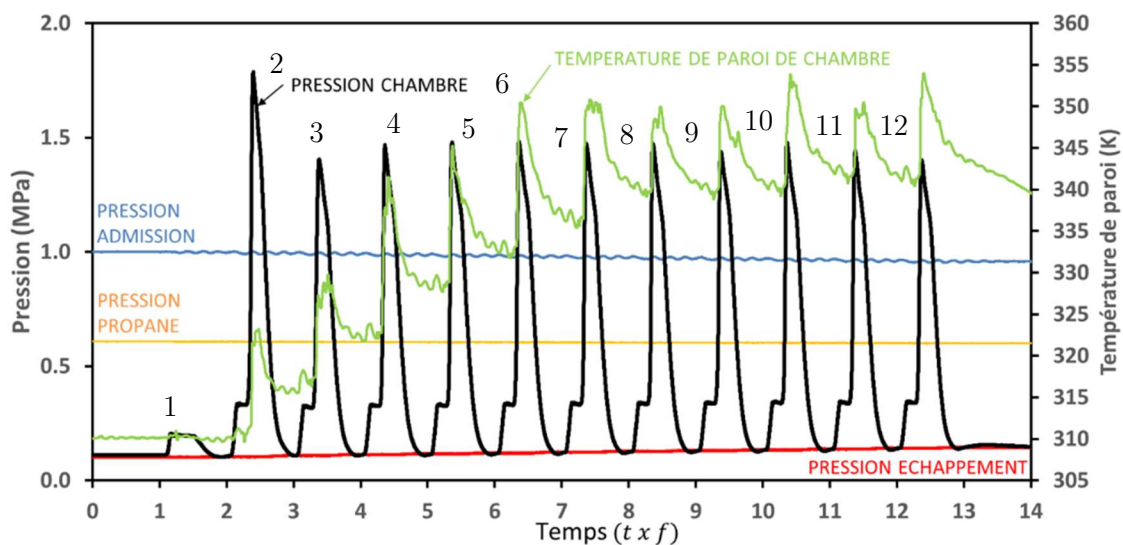


Fig. 3-1. Signaux expérimentaux de pression dans les réservoirs et la chambre et température de paroi chambre sur une séquence de 12 cycles dans la configuration de référence.

Cette caractérisation est réalisée sur un point de fonctionnement nominal au cahier des charges du dispositif. La séquence de référence se compose de 12 cycles (Fig. 3-1). Dans cette configuration, l'OER est de 1.0, la pression initiale de 3.35 ± 0.07 MPa (2.2 % de variation, de l'ordre de l'incertitude du capteur) et la pression d'échappement initiale de 1.0 bar. Le volume d'échappement utile est de 20 L. On notera une augmentation de la pression d'échappement de 400 mbar sur 12 cycles.

Sur le signal de pression de cette séquence de 12 cycles, on distingue 3 allures différentes de cycle :

- Le cycle 1 est différent pour plusieurs raisons. L'huile utilisée dans l'ensemencement de la PIV interfère avec la première ouverture de la vanne qui est alors plus lente et plus courte. Donc lors de ce cycle, moins d'air est injecté dans la chambre. Pendant la phase de préparation du cycle, de mise au vide puis de remplissage en air initial (quelques minutes), les injecteurs de gaz fuient légèrement dans la chambre. La richesse de ce premier cycle est donc mal connue et se trouve potentiellement en dehors des limites d'inflammabilité ce qui explique que malgré l'étincelle, le premier cycle brûle rarement.
- Le cycle 2 est un cycle qui suit ce cycle 1 imbrûlé. Les gaz résiduels avant remplissage sont donc essentiellement des gaz frais, i.e. un mélange de propane et d'air à basse température. Ces cycles sont qualifiés de cycles frais ou de cycles primaires.

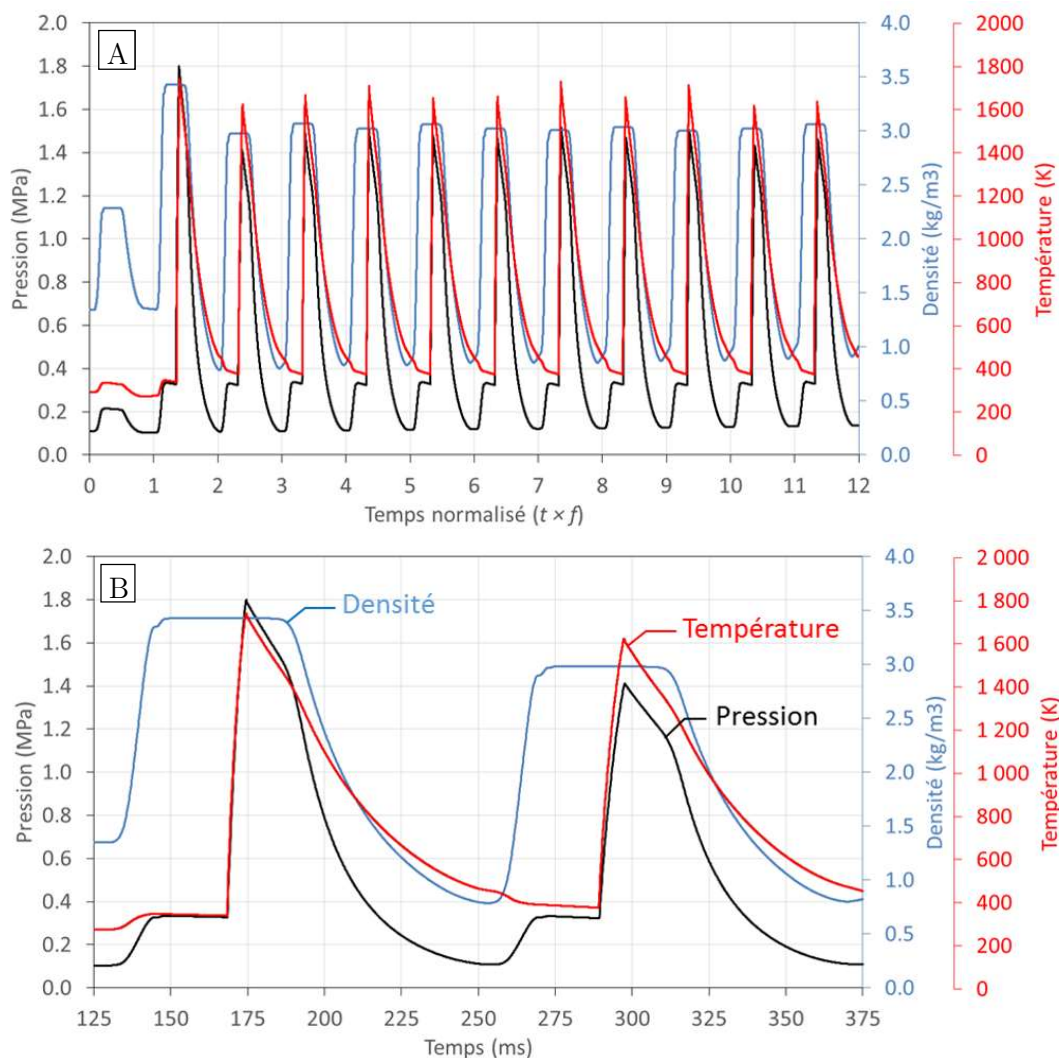


Fig. 3-2. A. Signaux de pression (exp.), masse volumique (0D) et température (0D) associés à la séquence de la Fig. 3-1. B. Zoom sur les cycles 2 et 3.

- Les cycles 3 à 12 sont des cycles consécutifs à des cycles brûlés et sont qualifiés de cycles dilués ou de cycles secondaires. Avant la phase de remplissage de ces cycles secondaires, la chambre contient des gaz brûlés dont la fraction de propane est négligeable, principalement issue d'imbrûlés. Après remplissage, les gaz frais présentent une dilution en gaz brûlé non négligeable. Pour cette condition de référence, l'allumage est tard (32.5 ms) dans le cycle. A cet instant d'allumage, le taux de réussite à l'allumage des cycles secondaires est de 100 %. Il s'agit d'une configuration stable. La dilution d'un cycle à l'autre est largement responsable de la différence de maximum de pression observée et ses effets sur la combustion seront discutés en détail par la suite.
- La mesure de température de paroi laisse supposer que les cycles 9 à 12 sont presque à l'équilibre thermique ($\sim 350^\circ\text{K}$), la température de paroi ne montant presque plus.

La modélisation 0D présentée (voir Chapitre 2.4) permet d'obtenir les propriétés globales comme la masse volumique ou la température moyenne au cours de chaque cycle sur une séquence. Sur l'évolution de la masse volumique, on remarque de manière évidente les phases à volume constant qui correspondent aux plateaux entre les phases de transfert de masse. Des signaux de température et de masse volumique sont aussi extraites les propriétés pertinentes à l'analyse de la combustion, comme la température et la fraction massique de gaz résiduel pour, par exemple, quantifier la dilution à l'échelle du cycle.

3.1.2. Reproductibilité expérimentale et représentativité d'un cycle

La reproductibilité des séquences et des cycles intègre celle respective aux réglages des conditions aux limites (incertitudes des capteurs, protocole d'acquisition) ainsi que celle respective aux actionneurs (vannes, injecteurs, allumeur) utilisés pour générer la séquence. Pour estimer cette reproductibilité, la séquence de référence est reproduite 7 fois pour un total de $7 \times 12 = 84$ cycles (70 cycles secondaires). La reproductibilité de la séquence est qualifiée sur un certain nombre de points relatifs au signal de pression des cycles résultants. Dans cette analyse, on ne considère que les cycles secondaires (cycles 3 à 12) qui correspondent à ceux consécutifs au premier cycle allumé soit 70 cycles (voir *Fig. 3-3.B*).

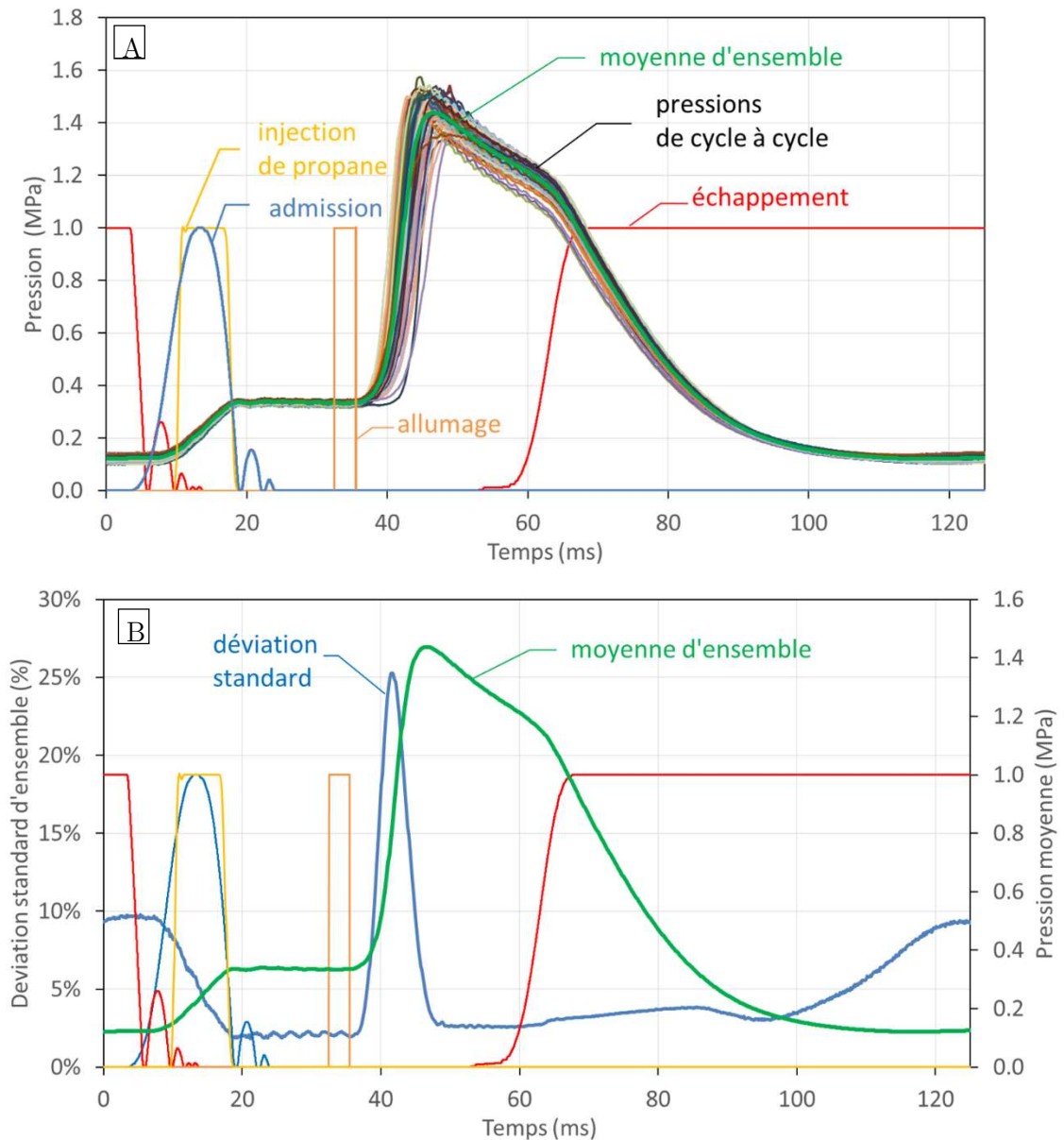


Fig. 3-3. A. Signaux de pression de 70 cycles (cycles 2 à 12) issus de 7 séquences répétées de la condition de référence superposés à leur moyenne d'ensemble. B. Déviation standard d'ensemble associée à la moyenne d'ensemble de la Fig. A.

Les paramètres initiaux de la chaque séquence ont une répétabilité (cf. Table 3-1) de l'ordre de leur incertitude de mesure respective. Les capteurs de fin de course des deux vannes montrent une excellente répétabilité de leur phasage (0.1 ms sur l'admission et 0.5 ms sur l'échappement) et de leur durée d'ouverture (0.1 ms soit 1 % de la durée l'admission et 0.5 ms soit 1 % de la durée de l'échappement) sur la totalité des 70 cycles.

Table 3-1 Valeur moyenne et déviation des paramètres initiaux critiques au transfert de masse : pression des réservoirs d'admission (P_{rad}), de propane (P_{pro}), d'échappement (P_{rej}) et durée associée aux codeurs des vannes d'admission (AD FC) et d'échappement (EJ FC)

	Prad (bar)	Ppro (bar)	Prej (bar)	AD FC (ms)		EJ FC (ms)	
				Début	Durée	Début	Durée
Moyenne	10.006	6.093	1.007	9.6	9.2	66.4	63.5
Déviaton	0.024	0.016	0.015	0.1	0.1	0.5	0.6
Incertitude	0.032	0.010	0.032	/		/	
Variation totale	-0.443	-0.075	+0.418	/		/	

La phase d'admission de chaque cycle présente donc une excellente répétabilité. La seule variabilité notable est avant le remplissage où la déviation à la pression moyenne est de 10 % (voir *Fig. 3-3.B*). Cet écart correspond à la variation de la pression d'échappement pendant une séquence (400 mbar cumulée du 1^{er} au 12^e cycle) et est associé à l'utilisation d'un volume d'échappement de 20 L. Dans la suite de l'étude, deux réservoirs de 50 L sont adjoints au réservoir initial de 20 L pour amener la capacité du réservoir d'échappement à un total de 120 L et pouvoir contenir cette augmentation de pression à environ 50 mbar. A la fin du remplissage, la pression d'admission avant combustion est très reproductible et présente une déviation à la moyenne de 2 % (de l'ordre de l'incertitude de mesure à cette pression).

La reproductibilité des conditions initiales de la séquence du cas de référence est comprise dans l'incertitude des capteurs. La principale variabilité de cycle-à-cycle est liée à la finitude des volumes des réservoirs qui imposent les conditions aux limites (tant sur l'admission que sur l'échappement), et dont la pression évolue sensiblement pendant la séquence. Cependant ces variations de pression permettent la quantification précise des débits de masse associés.

3.1.3. Description globale d'un cycle

Dans la suite, l'analyse du cycle est découpée en 4 phases : phase d'admission et de mélange (A), phase de combustion (B), phase de refroidissement isochore après combustion (C) et phase d'échappement (D) (voir Fig. 3-4). Les quantités globales (température, pression, masse volumique) sont extraites de la modélisation 0D de la séquence à différents instants du cycle : juste avant l'admission (notée a), à l'allumage (b), à la fin de la combustion (c) et à 5% de l'ouverture d'échappement (d).

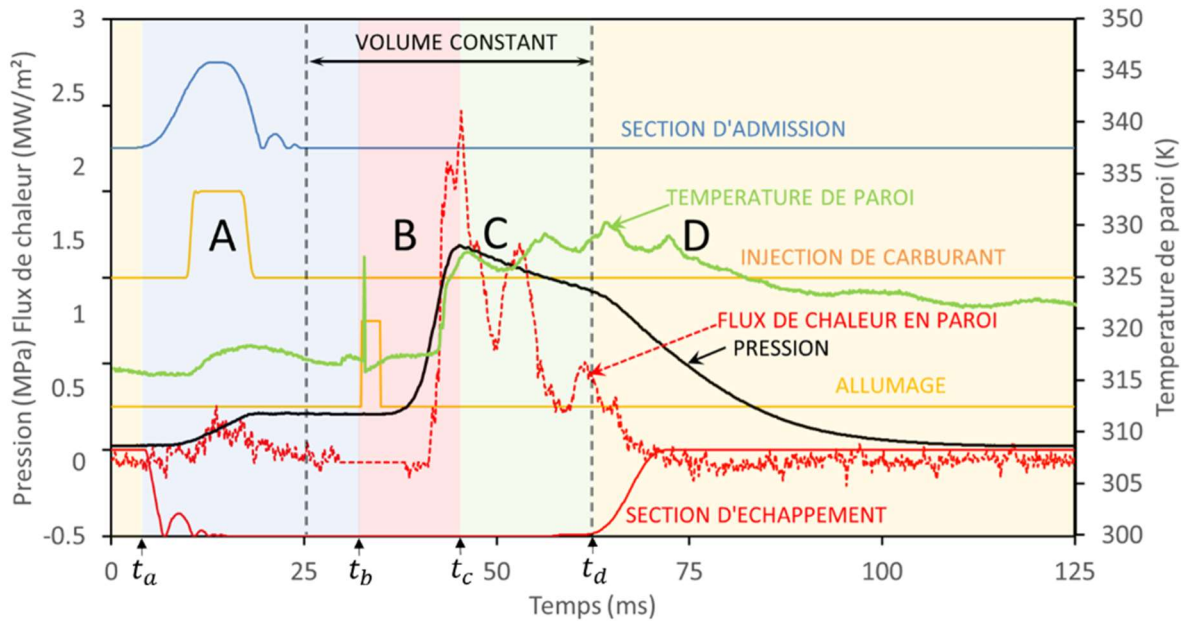


Fig. 3-4. Signaux des actionneurs (vannes, injecteurs et allumeur), de pression, de température et de flux pour un cycle. Les différentes phases, A : admission et mélange, B : combustion, C : refroidissement isochore, D : échappement.

L'analyse 0D sur chaque cycle permet d'établir le bilan d'énergie total sur la chambre. Cette énergie Q est normalisée (notée alors $\hat{Q}$) par Q_f , énergie généralement attribuée à la masse de carburant injectée m_f qui s'écrit $Q_f = m_f I_p$. L'énergie totale perdue peut se décomposer comme l'intégrale des échanges de chaleur Q_w et des pertes dues aux imbrûlés $\hat{m}_i$. L'intégrale Q_w des échanges de chaleur sur la chambre est réinitialisée pour chaque cycle au début du remplissage d'air (instant noté t_a voir Fig. 3-4) de sorte qu'à chaque instant t dans le cycle, on puisse définir :

$$\hat{Q}_w = \frac{S_{cc}}{m_f I_p} \int_{t_a}^t q_{w,0D}(t) dt \quad (3-1)$$

Où $q_{w,0D}$ (W/m²) est le flux thermique pariétal issu du modèle 0D et S_{cc} (m²) est la surface de chambre.

La dilution en gaz résiduel du cycle D_r est définie comme le rapport entre la masse résiduelle m_r dans la chambre, i.e. la masse à t_a , et la masse totale dans la chambre à l'allumage m_{t_b} , i.e. la masse à t_b . Le volume de chambre étant constant, cette dilution peut s'écrire en fonction des masses aux instants respectifs comme :

$$D_r = \frac{m_r}{m_{t_b}} \quad (3-2)$$

Dans la mesure où la phase de balayage est négligeable, voire inexistante, cela revient aussi à l'écrire en fonction de la masse injectée comme :

$$D_r = 1 - \frac{m_f + m_a}{m_{t_b}} \quad (3-3)$$

Où m_a et m_f sont respectivement les masses d'air et de fuel injectées. Dans la pratique c'est cette seconde expression (3-3) qui est utilisée pour calculer la dilution en résiduel du cycle.

Sur la séquence de la Fig. 3-1, l'application du modèle 0D montre que pour les cycles secondaires, la température du résiduel est de 448 ± 4 K, et qu'après remplissage, la température à l'instant d'allumage est de 376 ± 1 K et la dilution en résiduel de $30 \pm 2\%$ (Table 3-2). Sur ce point d'étude, le volume d'échappement est fixé à 20 L. Aussi, l'augmentation de pression consécutive dans le réservoir d'échappement (400 mbar cumulée sur les 12 cycles), couplée à la chute de pression génératrice dans le réservoir d'admission, augmente la proportion de résiduel D_r au fur et à mesure de la séquence, de 26.4 % au second cycle à 33.0 % au dernier cycle, soit 6.6 % de différence.

Table 3-2. Masse, température, dilution et bilan d'énergie des cycles de la séquence de la Fig. 3-1 obtenus par analyse 0D. Le bilan distingue les phases d'admission (A), de combustion (B) où l'on distingue les pertes imbrûlées $\hat{m}_i$ des pertes de chaleur aux parois, la phase de refroidissement isochore post-combustion (C) et la phase d'échappement (D). La moyenne et l'écart type sont calculés sur les cycles secondaires uniquement.

Cycle	m_f (mg)	m_a (mg)	D_r (%)	T_{t_a} (K)	T_{t_b} (K)	Perte d'énergie normalisée (%) par phase				
						A	B ($\hat{m}_i$)	B $\hat{Q}_w(t_c) - \hat{Q}_w(t_b)$	C	D
2	39.5	633	39.3	276	340	0.7	11.5	56.7	19.0	10.7
3	39.5	667	26.4	456	377	1.9	9.8	39.1	15.2	8.2
4	39.4	676	27.4	445	375	1.9	9.8	26.2	18.8	8.2
5	39.4	652	28.8	443	375	1.8	9.9	24.3	19.2	8.4
6	39.4	661	28.8	448	376	1.9	9.7	26.9	17.8	8.3
7	39.3	638	30.2	444	375	1.9	9.8	27.3	16.9	8.4
8	39.3	627	30.9	446	375	1.9	10.0	23.2	18.8	8.7
9	39.2	634	30.9	451	376	1.9	9.8	26.9	16.0	8.6
10	39.2	615	32.2	449	376	1.9	9.9	23.9	18.2	8.7
11	39.2	616	32.5	452	376	2.0	9.7	29.0	14.2	8.6
12	39.1	620	33.0	448	376	1.9	9.7	27.5	15.9	8.5
Moy.	39.3	641	30.1	448	376	1.9	9.8	27.4	17.1	8.5
St.D.	0.1	22	2.2	4	0.6	0.0	0.1	4.5	1.7	0.2

3.2. Approche LES conjointe

Les mesures de vitesses par PIV permettent de quantifier l'aérodynamique interne de la chambre jusqu'à l'apparition de la combustion. Les quantités relatives à la turbulence (échelles et vitesses) sont dérivées de ces mesures et permettent de caractériser l'interaction flamme-turbulence. Ces mesures de vitesses permettent d'appréhender aussi le processus de mélange pendant le remplissage sans pour autant le quantifier. Pour quantifier le mélange local, il est nécessaire de pouvoir mesurer la richesse et la dilution par les gaz résiduels. Il existe différentes méthodes dans la littérature pour mesurer la richesse en mélange air/carburant comme par exemple la fluorescence induite par laser. Pour l'application en injection directe de propane/air, une méthode a notamment déjà été mise en place dans l'équipe combustion turbulente de PPrime où cette étude est réalisée : de l'acétone est ajouté au propane et la fluorescence induite par un plan laser émis dans l'UV permet de remonter, après calibration, à la concentration en acétone (et donc en propane) dans l'écoulement [78], [104]. Ces mesures nécessitent en général des calibrations importantes en température, pression et des corrections sur l'énergie laser pour obtenir une information quantitative exploitable. Dans notre configuration, la dilution avec les gaz brûlés résiduels rend difficile la connaissance de la température locale du mélange frais. Aussi malgré une calibration, l'application de cette seule technique ne permet pas de mesurer la dilution et la richesse locale dans notre cas.

Aussi, des simulations aux grandes échelles (en anglais *Large Eddy Simulation* ou LES) ont été réalisées [105]²⁵ conjointement à la mise en place du dispositif expérimental. Un des objectifs de ces simulations est, de manière similaire et complémentaire aux simulations 0D, après leur calibration et validation sur les données expérimentales, de pouvoir accéder aux informations résolues en LES et non mesurées sur l'expérience, en lieu et place de mesures. Les conditions de simulation sont décrites en détail dans les références [105][106], et sont brièvement résumées dans cette section. Les schémas et modèles utilisés sont décrits plus en détails en Annexe N. Les LES sont réalisées avec une version modifiée du solveur compressible d'OpenFOAM (sonicFOAM) [107]. Le domaine de calcul inclut l'ensemble du volume interne de la chambre de combustion défini entre les deux sièges de vanne (voir Fig. 2-1). Deux maillages structurés sont utilisés, un raffiné (36 millions de cellules d'une taille moyenne de 0.2 mm) et un plus grossier (500 000 cellules d'une taille moyenne de 1.0 mm). De manière similaire au modèle 0D, un débit massique est imposé comme condition aux limites pour l'air et le carburant. La condition aux limites à l'échappement est une pression imposée non-réflexive. Les flux de chaleur aux parois sont modélisés par un modèle prenant en compte l'aérodynamique locale [108]. Comme pour le modèle 0D, les paramètres du modèle de flux de chaleur sont ajustés pour que les signaux de pression correspondent au mieux à chaque phase du cycle (Fig. 3-5).

²⁵ L'approche LES a été développée en parallèle à l'expérience par K.Q.N. Kha post-doctorant dans le cadre de la Chaire CAPA. Cette approche conjointe a donné lieu à une présentation du travail [105], par l'auteur de cette thèse au Joint Propulsion and Energy meeting 2018 à Cincinnati (USA).

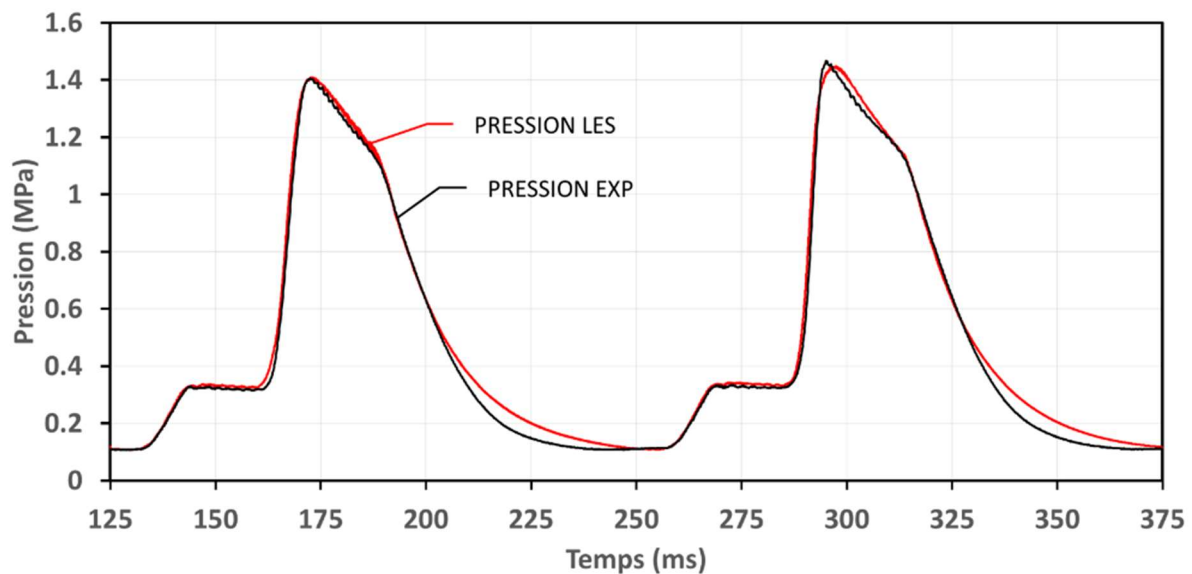


Fig. 3-5. Comparaison des signaux de pression instantanés expérimentaux au signal de pression obtenu par LES sur deux cycles consécutifs.

Le mélange et la phase réactive sont résolus via l'intégration de 3 équations de transport filtrées pour respectivement 2 variables scalaires additionnelles : la fraction de mélange ξ , la fraction de carburant Y . L'utilisation d'un carburant gazeux évite la présence d'une phase liquide et du processus d'évaporation. D'une part cela accélère la phase de mélange et d'autre part cela rend la phase de mélange plus simple à simuler en évitant d'avoir recours à des modèles diphasiques. La combustion est représentée par une extension du modèle de Bray-Moss-Libby [109] [110] (BML) et son unique paramètre de sous-maille est ajusté pour reproduire le temps de combustion.

Dans la suite, des résultats de champs de vitesse, température et richesse, de ces simulations LES sont présentés. Ces résultats, adjoints aux mesures expérimentales permettent de mieux appréhender la phénoménologie de mélange notamment lors des phases de remplissage et d'échappement des cycles.

3.3. Phase d'admission et de mélange

3.3.1. Caractérisation de l'aérodynamique interne

L'aérodynamique de remplissage est mesurée par PIV. La PIV (2D à 2 composantes) permet une mesure quantitative du champ de vitesse (Fig. 3-6. A et C) et une caractérisation de la turbulence jusqu'à l'instant de l'allumage. Atteindre les densités de puissance requises pour une turbomachine nécessite d'avoir des débits instantanés très élevés. La nécessité de travailler à haute fréquence de cycle avec des chambres de dimension réduite conduit à des débits surfaciques instantanés importants et donc à des vitesses également importantes durant la phase de remplissage. Pendant les premiers instants du remplissage, un jet d'air de haute vitesse pénètre dans la chambre via le tube d'admission. Avant l'admission, le gaz (frais ou résiduel) dans la chambre est à vitesse nulle ou négligeable devant celle de l'admission. L'établissement du jet ($t = 8.85 - 10.55$ ms) génère une couche de cisaillement avec le gaz au repos, et un tourbillon en

forme de champignon qui suit l'extrémité du jet et qui disparaît à l'impact de ce dernier sur le fond de la chambre (Fig. 3-6. A. 11.75 ms et Fig. 3-8).

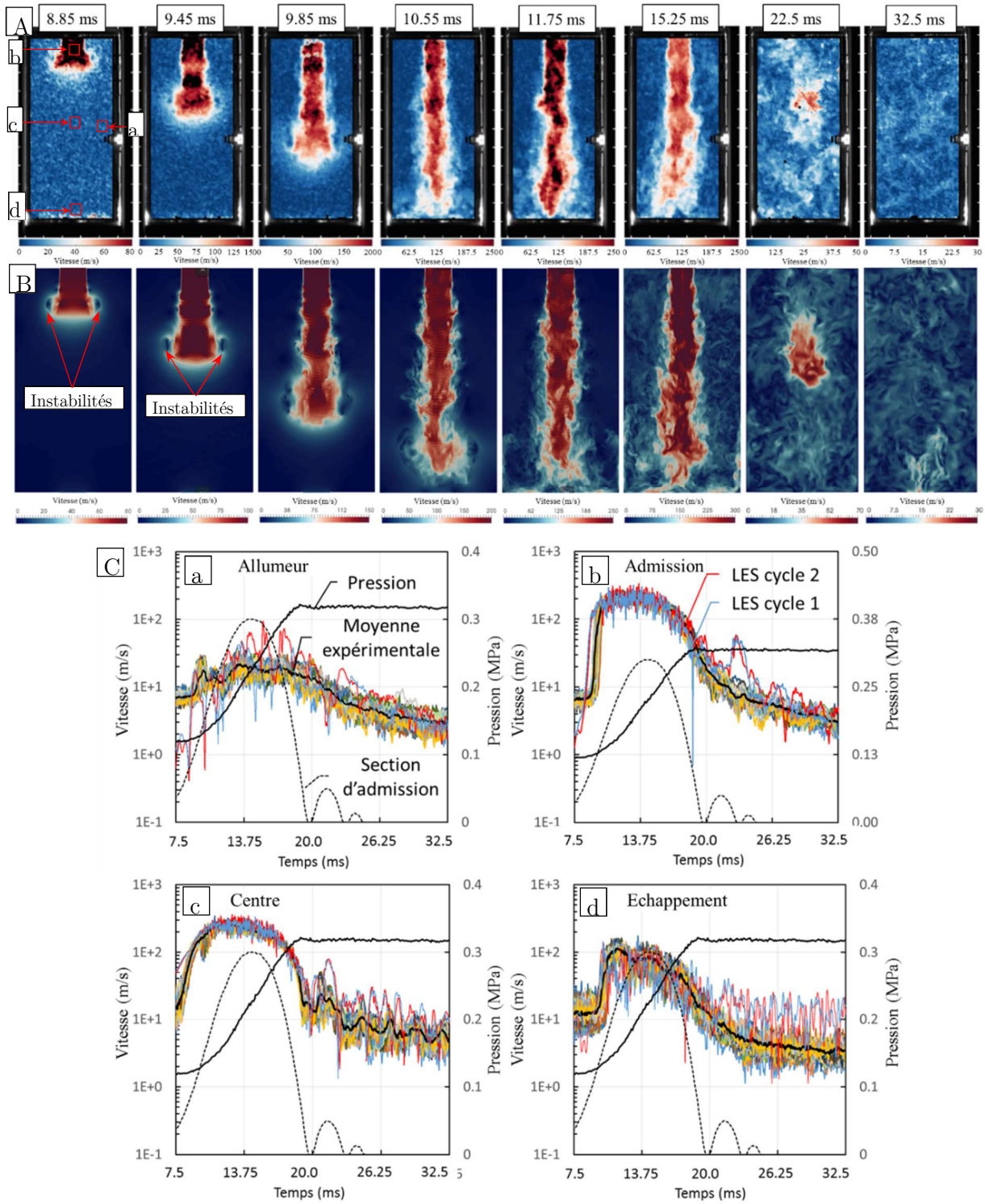


Fig. 3-6. Aérodynamique de remplissage : A. Champs de vitesse expérimentaux pendant le remplissage du cycle 2. B. Champs de vitesse obtenus par LES aux instants correspondants. Les vortex générés par le jet pendant l'admission sont figurés. C. Profils de vitesse expérimentale et LES en 4 points dans la chambre en condition non-diluées (cycles 1 et 2).

En quelques millisecondes, la vitesse en sortie du tube passe d'une dizaine de m/s à près de 300 m/s (Fig. 3-6. C.b.). Le maximum de vitesse est atteint à la moitié de l'ouverture de la vanne. Le jet est alors pseudo-établi jusqu'à ce que la vanne commence à se refermer.

Au début de la fermeture de l'admission, la vitesse à l'admission décroît en 5 ms de 300 m/s à une dizaine de m/s. A la fermeture de la vanne d'admission, les rebonds de fermeture contre le siège libèrent des bouffées secondaires d'air qui participent peu à la montée de pression, i.e. elles sont d'ajout de masse négligeable, mais contribuent à générer une structure à vitesse non négligeable et à grande échelle dans la chambre (Fig. 3-6. A ($t = 22.5$ ms)). A la fermeture complète, la vitesse tend vers 0 en régime de décroissance libre.

A l'ouverture de la vanne d'admission, le rapport de pression entre le réservoir d'air et la chambre est toujours supérieur au rapport critique (~ 1.9 pour de l'air à 20°C) et la condition de débit est dite sonique. Cela signifie qu'à la plus petite section de l'écoulement, ici la section d'entrée de la vanne, l'écoulement doit être sonique, c'est-à-dire que la vitesse locale est égale à la vitesse du son (nombre de Mach, $M = 1$).

La simulation reproduit qualitativement bien les phasages (Fig. 3-6.A-B) et les amplitudes du champ de vitesse pendant le remplissage (Fig. 3-6. C).

L'expérience ne permettant pas d'obtenir de mesure de vitesse dans les tubes, la condition aux limites LES de remplissage est un débit imposé sur la section de fond du tube d'admission. Cette condition simplifie la simulation et évite d'avoir recours à la représentation d'éléments mobiles. Sous ces conditions, la LES montre que des structures de chocs existent dans ces tubes pendant le remplissage notamment à l'élargissement brusque entre la vanne et le tube d'admission (Fig. 3-7. A-B). Cependant ces structures sont très localisées et la longueur du tube d'admission est suffisante pour que l'écoulement à l'entrée et dans la chambre reste rapide, mais subsonique à $M \leq 0.8$ (voir le champ de nombre local de Mach en LES donné sur la Fig. 3-7.A).

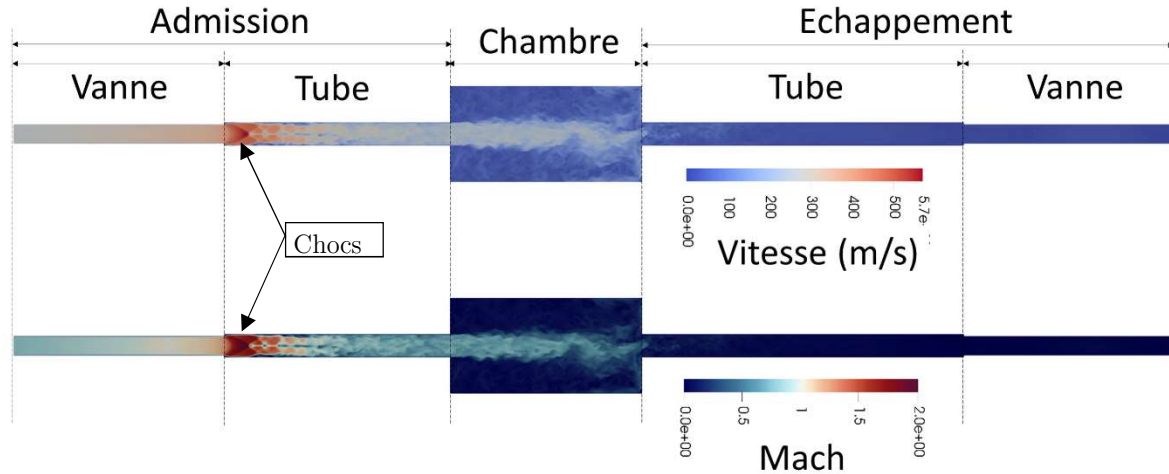


Fig. 3-7. A. Résolution du champ de vitesse et du nombre de Mach local dans les volumes internes de la chambre par LES, à 12.5 ms (pic d'ouverture de la vanne), pendant le remplissage.

Dans les premiers instants du remplissage, qui suivent la fin de l'échappement du cycle précédent, le champ de vitesse résiduel est quasi-nul (< 2.5 m/s) et présente une structure très laminaire (voir Fig. 3-8). Lorsque le jet pénètre dans la chambre, il met en mouvement une partie de ces gaz ($V \sim 5-10$ m/s) et l'écoulement dans le gaz résiduel conserve localement un caractère laminaire (lignes de courant parallèles) pendant plusieurs millisecondes (voir Fig. 3-8 de 9.25 à 10.75 ms). Notamment, l'écoulement induit renvoie le mélange résiduel du cycle précédent dans les zones situées autour du jet d'admission et son écoulement reste « laminaire ». La vitesse verticale dans ces zones est alors de ~ 10 à 20 m/s. Progressivement, l'air d'admission, très turbulent, remonte ces zones le long du jet et des parois, en direction du tube d'admission, et le résiduel est alors mélangé à l'air d'admission.

Dans ces conditions, pour améliorer la résolution des basses vitesses, ces champs de vitesse instantanés sont reconstruits par l'intersection de deux champs de vitesses, l'un obtenu par résolution avec un Δt de $50 \mu\text{s}$ (appariement des premières images de doublet successifs), et l'autre d'un Δt de $5 \mu\text{s}$ (*interframe* laser). Localement chaque vecteur vitesse sélectionné est celui dont l'incertitude associée, calculé par Davis, est minimale.

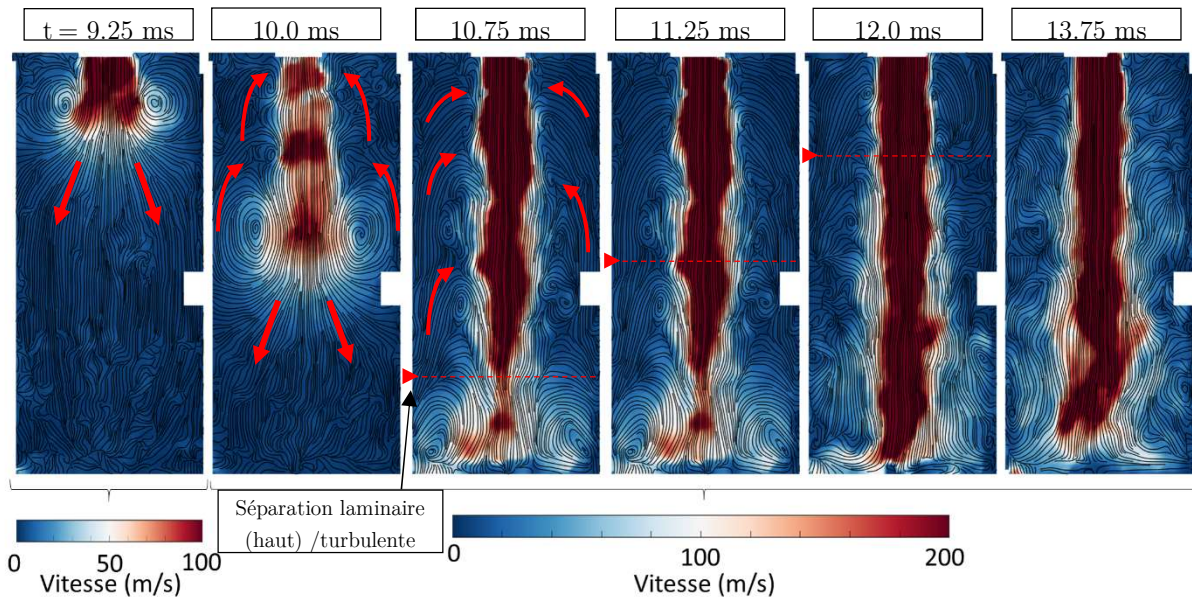


Fig. 3-8. Evolution du champ de vitesse instantané et des lignes de courant (noir) et détail de la transition laminaire/turbulente dans les zones basses vitesses (ligne pointillée rouge) pendant les premiers instants d'un remplissage (mesures PIV sur un cycle non-réactif).

Durant la suite du remplissage ($t > 13.75$ ms), l'écoulement généré dans la chambre est en tout point turbulent et est structuré à grandes échelles par le jet d'admission et les bouffées émises pendant les pulsations de l'écoulement associées aux rebonds de la vanne. Les structures turbulentes sont de quelques millimètres et sont visibles dans, et autour du jet (voir Fig. 3-6. B). Le champ de vitesse est très hétérogène. L'évolution qualitative de l'aérodynamique moyenne de la chambre peut être décrite par l'énergie cinétique globale de l'écoulement représentée par l'énergie cinétique de nappe, Q (voir Eq. (2-16)). L'énergie cinétique de l'écoulement est relativement constante pendant le remplissage et globalement décroît dès la fermeture de l'admission à ~ 14.5 ms (Fig. 3-9.A). L'énergie cinétique turbulente, q (voir Eq.(2-17)), suit la même tendance globale que l'énergie cinétique totale (Fig. 3-9.A).

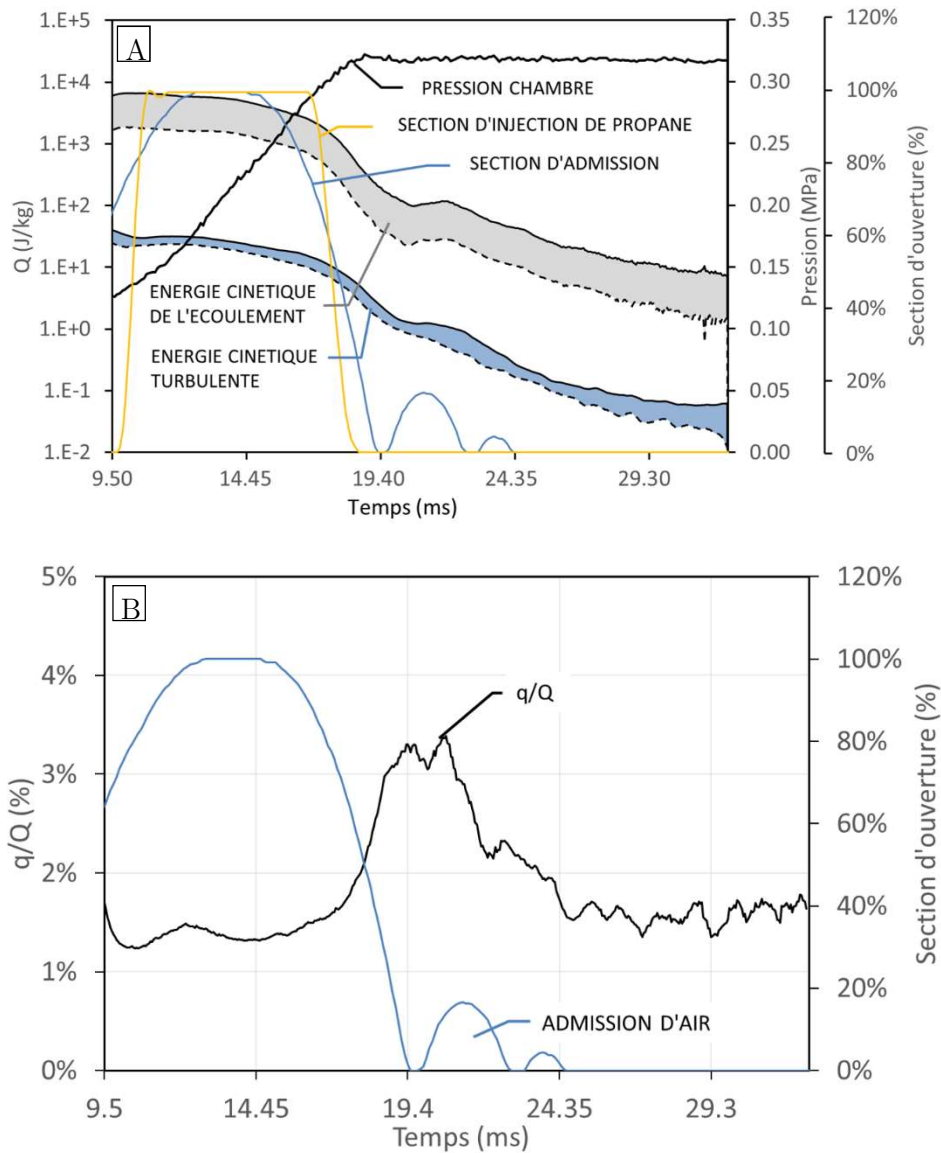


Fig. 3-9. Evolution de l'énergie cinétique totale (Q) et de turbulence (q) de l'écoulement (A) et de leur rapport (q/Q) (B) pendant et après le remplissage.

De $t = 14.5$ ms à la fermeture de la vanne (19.4 ms), quand le plateau de pression est atteint, les deux énergies cinétiques ont chuté de plus d'une décade. Sur ce même intervalle de temps, les grandes échelles présentes dans le jet d'admission s'atténuent en de plus petites structures et l'énergie cinétique diminue davantage que la fluctuation turbulente, d'où une augmentation du rapport q/Q qui est maximum à la fermeture de la vanne (Fig. 3-9.B).

3.3.2. Caractérisation du mélange local par LES

Dans cette étude, le mélange n'a pas été caractérisé expérimentalement pour les raisons explicitées plus haut. Compte tenu de la très bonne concordance des simulations LES en vitesse (Fig. 3-6. B) à la suite de la reproduction de la pression, le mélange a été évalué en exploitant les simulations comme des mesures adjointes via les champs 3D résultants : la fraction massique de propane Y (Fig. 3-10).

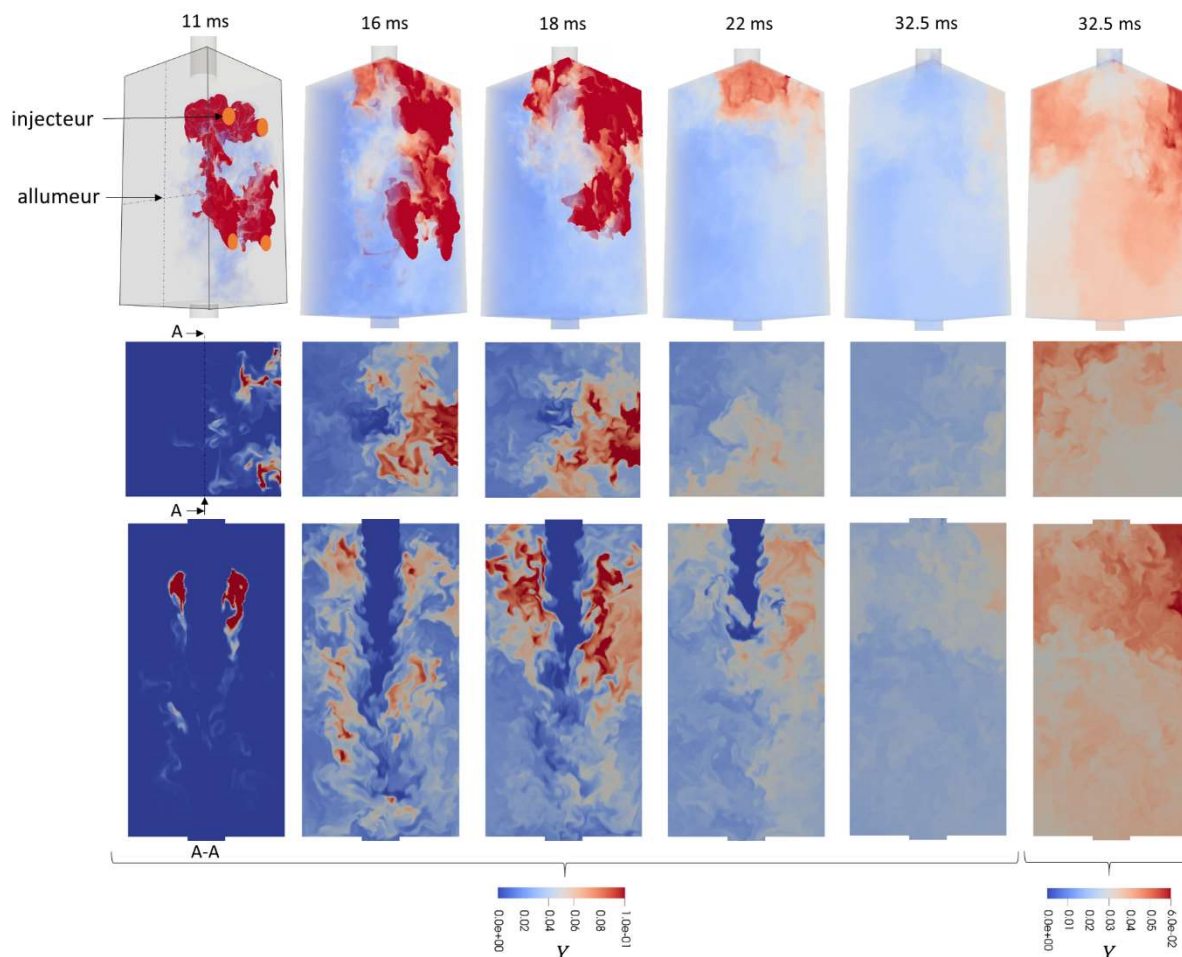


Fig. 3-10. Champs 3D de fraction de propane Y dans la chambre à différents instants pendant le remplissage et le mélange jusqu'à l'instant d'allumage (32.5 ms), l'injection démarre à 10 ms. Les 4 injecteurs sont en orange sur la première figure.

Le propane est injecté en 4 points (quatre injecteurs) pendant des durées allant de 4 à 8 ms suivant la richesse retenue. Les 4 points d'injection sont disposés en limite du jet. Pendant l'injection, le carburant issu des deux injecteurs proches de l'admission ne profite pas pendant les premiers instants (2 à 3 ms) d'un transport turbulent intense (voir Fig. 3-8 à 13.75 ms). Aussi, ces zones restent sensiblement plus riches en carburant jusqu'à la fin de la phase d'injection de carburant (Fig. 3-10 à 18 ms).

Après la fin de l'injection, le propane est présent dans toute la chambre et la zone proche des injecteurs reste à une richesse plus élevée. Aux instants d'allumage considérés (19 à 32.5 ms) la distribution de carburant dans la chambre est stratifiée à grande échelle entre l'admission, plus

riche, (en haut sur la Fig. 3-10) et l'échappement (en bas sur la Fig. 3-10), plus pauvre. Aux instants avancés (32.5 ms) la distribution de richesse est localement plus homogène.

3.3.3. Caractérisation de la température locale

Avant le remplissage, la température dans la chambre est dépendante de l'historique du cycle précédent : le résultat de la phase d'admission est un champ de mélange (T , ER , D_r) qui après combustion résulte en un champ de gaz brûlés. Pendant l'échappement, phase décrite plus en détail dans la suite (Chapitre 3.5) les gaz brûlés sont refroidis par la détente, les échanges aux parois, et le mélange avec de l'air frais présent dans le tube d'admission.

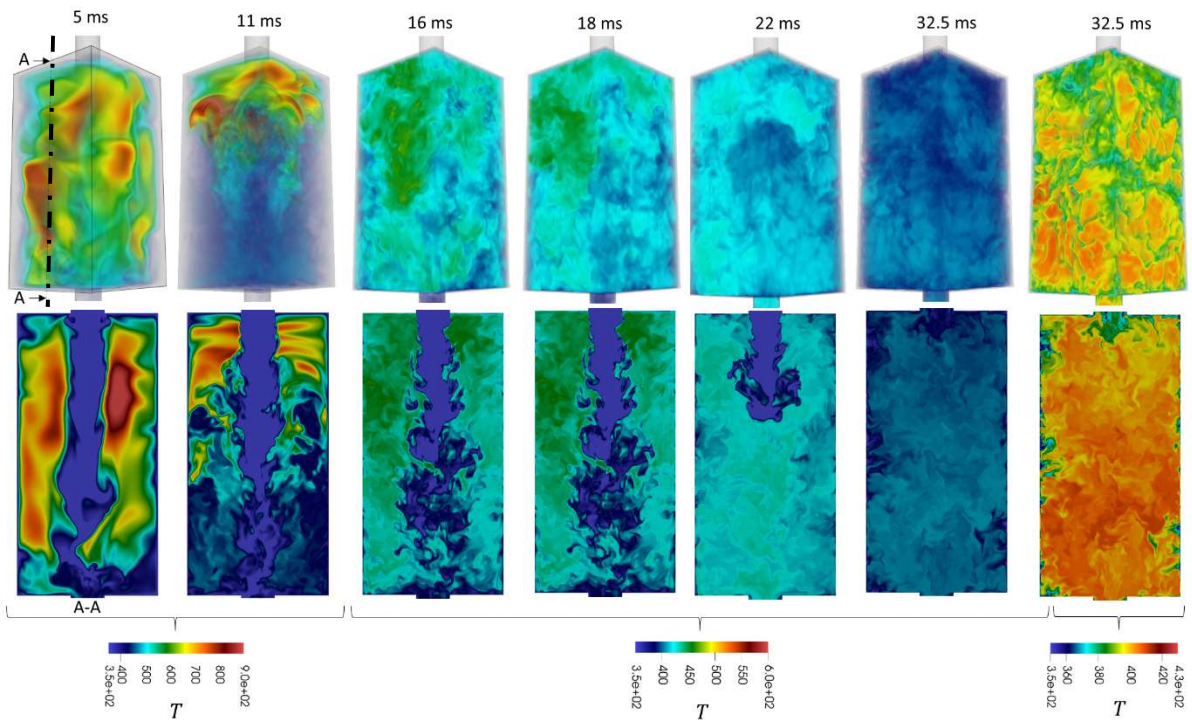


Fig. 3-11. Champs 3D (haut) et vue en coupe dans le plan médian de la température pendant le remplissage d'un cycle secondaire aux mêmes instants que ceux pris pour la richesse (Fig. 3-10)

Le champ de température initial (issu du calcul LES et donné à 5 ms sur la Fig. 3-11) est donc fortement stratifié. Avant le remplissage, la chambre a une température moyenne estimée entre 450 K (modèle 0D voir Table 3-2) et 480 K (LES). Localement cette température se distribue entre de l'air à basse température (200 à 300 K), dont l'origine est liée à l'air compris dans le tube d'admission et expliquée plus en détail dans la partie dédiée à l'échappement (voir Chapitre 3.6), qui est présent au centre de la chambre, et des gaz brûlés à une température comprise entre 600 et 960 K distribués tout autour.

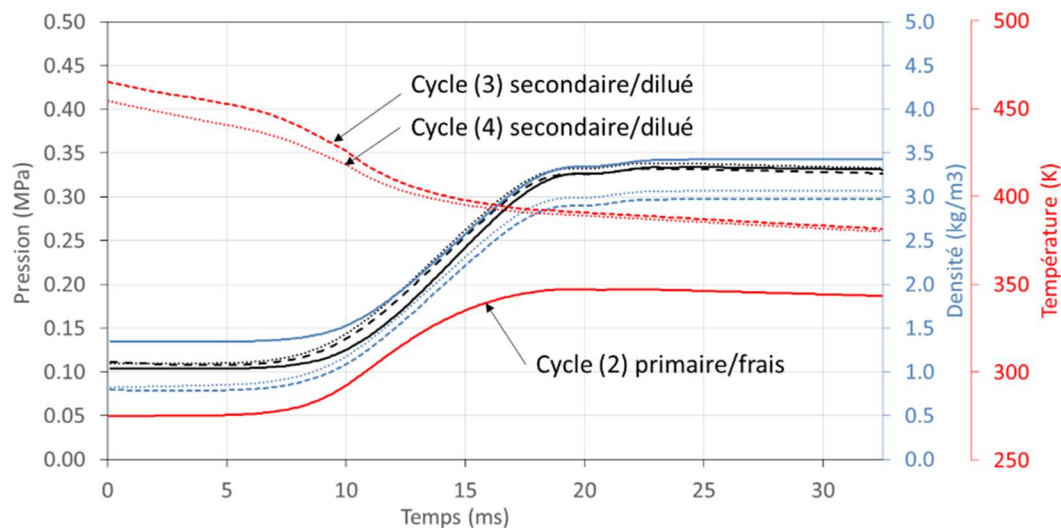


Fig. 3-12. Evolution de température, masse volumique et pression moyenne 0D pendant le remplissage (phase A). Les cycles correspondent à ceux numérotés sur la Fig. 3-1.

Pendant le remplissage, l'air admis est à température ambiante (~ 300 K). Une partie des gaz brûlés se mélange à l'air et une autre est refoulée dans la partie supérieure de la chambre autour du jet d'admission et continuent comprimée en strates (de 5 à 11 ms), pendant l'admission jusqu'à ce que vers 13 ms, l'air admis remonte le long du jet d'admission. Au fur et à mesure du remplissage, la température moyenne chute par mélange avec l'air admis. Cette chute est mitigée par l'effet de compression adiabatique de remplissage (Fig. 3-12). Par remplissage, i.e. une variation de masse à volume constant, la montée en température est plus limitée que lors d'une compression par piston, i.e. une variation de volume à masse constante, et admet une limite asymptotique correspondant au cas d'un remplissage depuis le vide. Dans le cas général, la détente adiabatique par variation de masse à volume constant, n'est pas équivalente à celle obtenue lors d'une variation de volume à masse constante. Pour que ces deux transformations soient équivalentes, il est nécessaire que, dans le cas de la variation de masse, l'enthalpie de l'élément de masse échangé soit égale à l'enthalpie spécifique du gaz contenu dans le volume. Cela est le cas lors de la détente mais pas lors du remplissage où l'enthalpie du gaz entrant est constante.

Pendant le remplissage la distribution de température reste stratifiée, entre un gaz composé d'un mélange de gaz frais et de gaz brûlés structuré autour du jet d'admission d'air à plus basse température (11 à 22 ms sur la Fig. 3-11). A la fin de l'admission et jusqu'à l'instant d'allumage, le mélange turbulent homogénéise la température dans la chambre. A l'instant d'allumage la température de chambre est comprise entre 376 K (0D) et 387 K (LES) et est homogène à grande échelle.

3.4. Phase de combustion

3.4.1. Description du processus de combustion

Dans la séquence retenue, l'allumage est déclenché par une étincelle à 32.5 ms. Ce délai permet d'assurer à la fois que le mélange soit homogène à petite échelle et que l'aérodynamique (vitesse et turbulence) soit suffisamment relaxée pour garantir un allumage stable à chaque cycle.

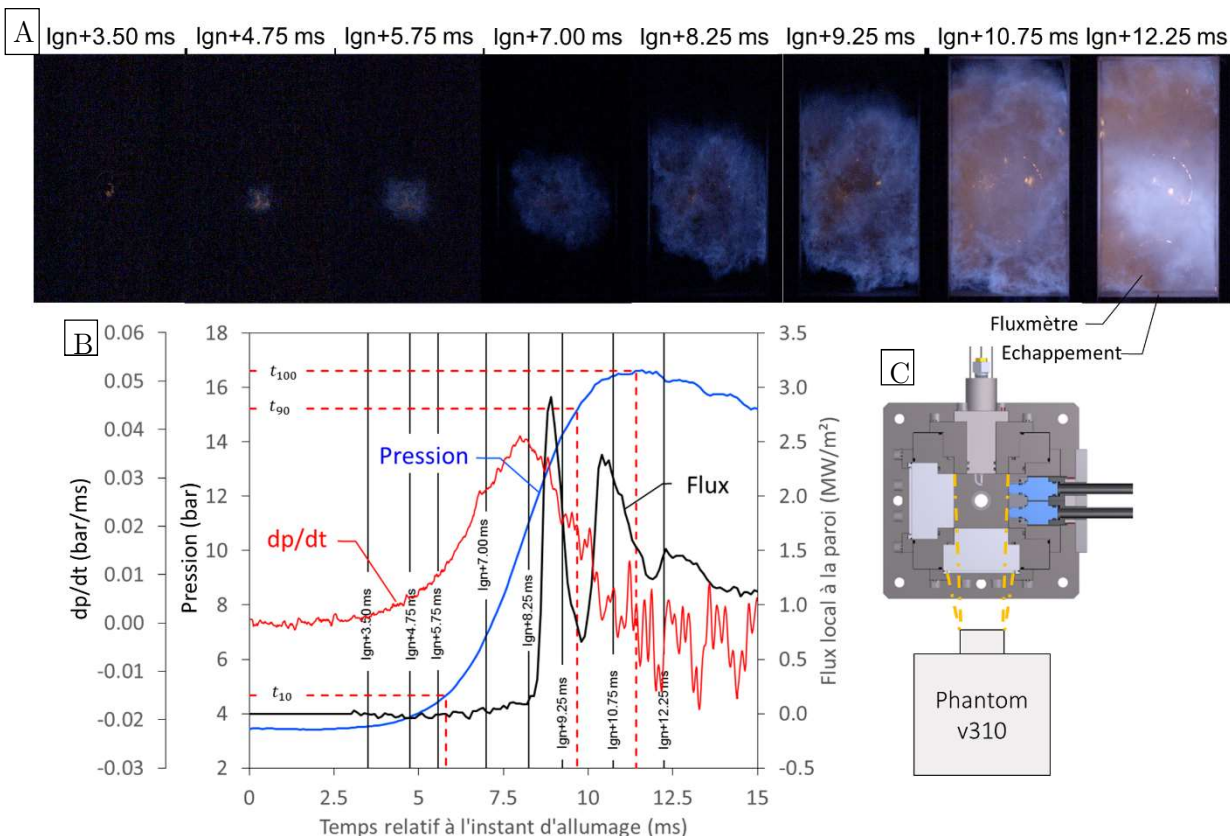


Fig. 3-13. A. Visualisation par caméra rapide sur le spectre visible de la chimiluminescence de la flamme lors de la combustion d'un cycle dilué. B. Signal de pression, de sa dérivée temporelle et de flux de chaleur à la paroi associé à la visualisation A. C. Disposition de la caméra par rapport à la chambre. Le temps est ici repéré par rapport à l'instant d'allumage.

La phase de combustion est investiguée par visualisation directe de la propagation de flamme à l'aide d'une caméra rapide couleur (Phantom V310 utilisée à une fréquence de 4 kHz et un temps d'intégration de 150 μ s) (voir Fig. 3-13.A) et par l'exploitation du signal de pression. La caméra Phantom V310 permet d'obtenir une image intégrée sur le spectre visible (d'approximativement 380 à 780 nm) du rayonnement généré lors de la propagation flamme avec une différenciation de couleur qualitative (bleuté ou jaune orangé). Dans une flamme d'alcane et d'air, la couleur jaune est principalement due au rayonnement de corps noir émis par des particules de suie issues de la flamme. Les particules de suies se forment lors de la combustion d'un mélange riche, lorsque la concentration en oxygène est insuffisante pour assurer une oxydation complète du carburant. Ces particules sont constituées d'agrégats de carbones d'un diamètre suffisamment petit pour que leur température soit assez proche de celle la flamme. Bien que le pic de rayonnement associé soit dans l'infrarouge (loi de Wien), la partie du rayonnement dans le visible est suffisamment

intense pour être perçue par l'œil humain et la caméra. La couleur jaune associée est donc indicative de poches de combustion riches ($ER > 1$) [111] [112]. Les couleurs bleutées à violettes dans le visible sont quant à elles liées à la chimiluminescence des états excités d'espèces comme C_2 et CH [111] [112]. L'intensité de ces rayonnements est bien inférieure à la partie du rayonnement de corps noir des suies. La chimiluminescence est utilisée ainsi dans la suite pour distinguer qualitativement les zones riches, plutôt jaunes, des zones pauvres, plutôt bleues, lors de la propagation de la flamme dans la chambre. Qui plus est, ce contour de rayonnement bleu ou jaune, marque les limites de la zone de réaction. Aussi, ces visualisations sont comparées dans la suite au champ de température obtenus en LES pendant la combustion (Fig. 3-14).

Sur ce point de fonctionnement, les profils de pression de combustion obtenus présentent une forme en S représentée généralement dans la littérature par une fonction de Wiebe, en particulier dans les moteurs à piston [50, Ch. 14] et qui est caractéristique de la combustion à volume constant (*Fig. 3-13.B*). Sur le flux thermique pariétal, on distingue plusieurs phases : une première phase, de 0 à 8.25 ms où le flux est négligeable ($< 0.1 \text{ MW/m}^2$), une phase de pic (jusqu'à 2.9 MW/m^2) suivie de larges fluctuations (plus de 2 MW/m^2) qui dure d'environ 8.25 à 10.75 ms, et une phase de décroissance avec des fluctuations ($t > 10.75 \text{ ms}$) plus modestes où un flux important de l'ordre de 1 MW/m^2 reste maintenu. La première phase correspond aux échanges entre les gaz frais, comprimés depuis le début de la combustion ($p > 12 \text{ bar}$ au pic, $385 \text{ K} < T < 530 \text{ K}$), et la paroi (293 K). La seconde correspond à une interaction flamme turbulente/paroi [91], [113], [114]. Cette interaction flamme-paroi donne notamment lieu à des imbrûlés par coincement de la flamme à une distance de la paroi de l'ordre de $100 \mu\text{m}$ compte tenu de la pression dans la chambre. La dernière phase correspond aux transferts entre les gaz brûlés, d'une température moyenne estimée par 0D, de $T > 1700 \text{ K}$ et la paroi. Cette différence d'ordre de grandeur explique notamment la différence de flux entre la première et la dernière phase.

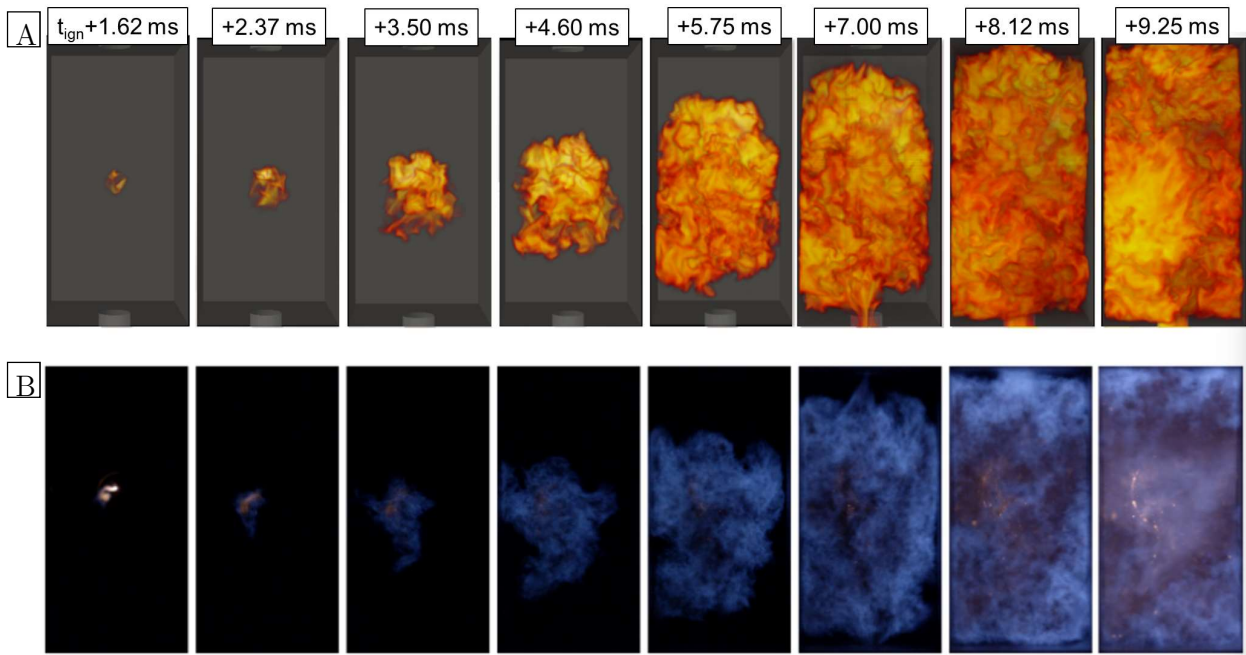


Fig. 3-14. Comparaison entre la visualisation du champ de température 3D (A) et la chimiluminescence du cycle Fig. 3-13 (B).

Pour la simulation LES, le temps de combustion est ajusté en jouant sur le paramètre de sous-maille. La propagation obtenue, via la visualisation intégrale du champ de température 3D, est qualitativement en très bon accord avec les visualisations de chimiluminescence (cf. Fig. 3-14). Cela appuie d'autant plus la pertinence d'utiliser les distributions de mélange, richesse et température issues de ces simulations lors des interprétations des résultats expérimentaux.

3.4.2. Caractérisation de la phase de combustion : analyse des signaux de pression

Dans la suite de l'étude, l'analyse de la combustion est faite sur la base de critères et d'indices définis à partir des signaux de pression. Il est d'usage, en particulier lors d'une combustion à volume constant, de caractériser la combustion en différentes phases relatives à la fraction de gaz brûlés instantanée et d'établir des temps caractéristiques notés t_x relatifs à la fraction instantanée $x_B(t)$ respective de gaz brûlé [50, Ch. 9]. Dans la suite, la fraction de gaz brûlés instantanée est ramenée au rapport de la différence de pression instantanée à la différence maximale de pression enregistrée, défini tel que :

$$x_B(t_x) = x = \frac{p(t_x) - p(t_b)}{p(t_c) - p(t_b)} \quad (3-4)$$

Où c et b sont relatifs aux instants respectivement du maximum de combustion et d'allumage, comme notifiés sur la Fig. 3-4. En CVC adiabatique, l'expression (3-4) traduit de manière simplifiée l'avancement de la combustion à un instant t . On associe généralement à la durée t_{0-10} le développement d'un noyau de flamme à la suite de l'allumage, à t_{10-90} , la propagation libre de flamme et à t_{90-100} l'interaction flamme-paroi la plus intense. Ces temps sont utilisés comme indices dans la suite de l'étude pour caractériser la combustion. La configuration d'étude n'est pas adiabatique et on discute dans la suite des conséquences des non-idéalités (échanges de chaleur, hétérogénéité, forme de chambre) sur la représentativité de ces indices.

Sous l'hypothèse de gaz parfait, pendant la combustion à volume constant, la conservation de l'énergie dans la chambre de combustion s'écrit :

$$\frac{V}{\gamma - 1} \frac{dp}{dt} = \dot{Q} + S q_w \quad (3-5)$$

Où $\dot{Q} > 0$ est le taux de dégagement de chaleur (en W) lié à la combustion, S et V respectivement le surface et le volume de chambre et $q_w < 0$ correspond aux pertes thermiques totales aux parois. L'intégrale de l'expression (3-5), donne une formulation explicite de la pression :

$$p(t) - p(t_b) = \frac{\gamma - 1}{V} \left(x_B Q_f + \int_{t_b}^t S q_w dt \right) \text{ où } x_B Q_f = \int_{t_b}^t \dot{Q} dt \quad (3-6)$$

En supposant gamma uniforme et constant durant cette évolution. On retrouve une forme qui se simplifie en l'expression (3-4) en combustion adiabatique :

$$x_B(t) = \left(1 + \hat{Q}_w(t_c) \right) \frac{p(t_x) - p(t_b)}{p(t_c) - p(t_b)} - \hat{Q}_w(t) \quad (3-7)$$

D'autres modèles plus précis existent, notamment différenciant les capacités calorifiques des gaz frais de celle des gaz brûlés [115]. Les écarts obtenus avec [115] par rapport à l'approche linéaire (Eq. (3-4)) sont faibles, de l'ordre de 1 % sur l'avancement instantané, et justifient l'utilisation de cette première approche qui permet largement d'expliquer la phénoménologie. Sur la configuration étudiée, les échanges de chaleur $\hat{Q}_w(t_c)$ représentent environ 30 % (*Table 3-2*) de l'énergie totale. Le terme de flux de chaleur instantané sur la surface totale, $\hat{Q}_w(t)$ n'est pas mesuré expérimentalement en tout point de la paroi. Ce terme est aussi difficile à estimer avec le modèle 0D, sauf à faire une hypothèse sur l'évolution de la surface de flamme dans la géométrie et de l'évolution de la surface de contact entre gaz brûlés et les parois.

La dérivée du signal de pression (voir Eq. (3-5)) peut être analysée pour comprendre l'évolution de la surface de flamme dans la chambre via l'analyse du terme de dégagement de chaleur. En effet lors d'une combustion pré-mélangée laminaire ou turbulente, sous réserve d'être en régime de flammelette (hypothèse discutée au Chapitre 4), le taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}$ peut se mettre sous la forme [93, Ch. 5]

$$\dot{Q} \equiv \rho_0 \Sigma S_L Y I_P \quad (3-8)$$

Où S_L la vitesse de flamme laminaire, ρ_0 est la masse volumique des gaz frais, Σ est la surface de flamme, Y la fraction massique de carburant et I_P le pouvoir calorifique du carburant. Pendant la combustion à volume constant, $\rho_0 Y I_P$ et S_L sont des fonctions monotones croissantes du temps durant la compression adiabatique qui induit une augmentation de la masse volumique, pression et température des gaz frais. Lors d'une combustion pré-mélangée laminaire ou turbulente, et adiabatique, la forme du taux de dégagement de chaleur $\dot{Q}$, qui est équivalent à la dérivée du signal de pression, est donc une image directe de la surface instantanée de flamme Σ^{26} . L'évolution de cette surface de flamme est influencée par la géométrie de la chambre et par la position du

²⁶ L'expression (3-8) peut aussi se trouver avec $\Sigma S_L = \sigma S_T$ où S_T est une vitesse de propagation de flamme turbulente et σ une surface de flamme filtrée [93, Ch. 5].

point d'allumage. Dans le cas présent, l'allumage donne lieu à une propagation depuis un point proche de la paroi. La flamme se propage du point d'allumage jusqu'aux autres parois (voir Fig. 3-15. A, B et C). Lorsque la flamme atteint les parois, la surface associée ne contribue plus au dégagement de chaleur et sa valeur instantanée décroît. Ni les tomographies de flamme ou les visualisations directes, qui intègrent la profondeur, ne permettent de rendre compte de l'évolution expérimentale instantanée de la surface 3D de flamme qui nécessiterait par exemple la mise en place d'une tomographie 3D [116].

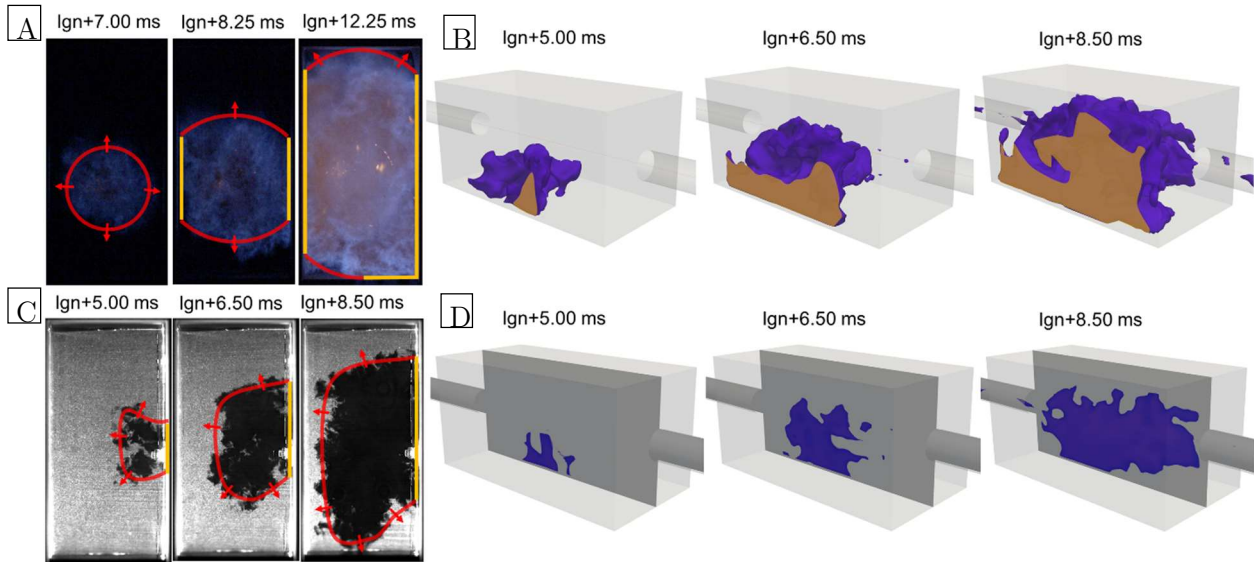


Fig. 3-15. Surface de propagation intégrée par visualisation directe de la chimiluminescence (A), par LES (iso-contour à 1500 K, la zone orange est la surface de contact gaz brûlés/parois) (B) et tomographie de flamme (C) obtenues par PIV et LES ($T > 1500$ K) (D) dans le plan d'allumage.

Pour mieux illustrer l'évolution qualitative d'une propagation, des évolutions de sphère de rayon croissant à l'intérieur de la géométrie de chambre sont rapportées en 3.3.1-1. La modification du point d'allumage modifie les positions et donc les instants d'interaction avec les différentes parois ce qui influence le profil de surface de flamme qui est alors notablement différent de celui obtenu lors d'une propagation dans une enceinte sphérique (Fig. 3-16. A et C). Cette transition est notable sur les visualisations directes pendant la propagation entre 7.0 ms à 9.25 ms sur la Fig. 3-13.A et se retrouve aussi sur la dérivée de pression (Fig. 3-13.B).

Plusieurs effets peuvent contribuer à déformer la flamme à grande échelle, les hétérogénéités de richesse, température et dilution, l'existence de structures d'advection à grande échelle dans la chambre et la présence des tubes. Concernant les tubes, pendant la combustion, les gaz frais sont mis en mouvement et déplacés sous l'effet d'expansion des gaz brûlés. Dans notre configuration une partie des gaz frais est pressurisée dans les tubes. De plus, l'entrée des tubes contient du mélange où la flamme peut se propager (voir les champs de richesse en Fig. 3-10). La vitesse apparente de la flamme est donc localement augmentée et la flamme étirée en direction du tube. Cet effet est clairement visible sur les tomographies de Mie (Fig. 3-15.C à 8.5 ms).

Les hétérogénéités de composition et température modifient la vitesse de flamme locale (le terme S_L dans l'Eq. (3-8)) ce qui contribue à modifier le taux de dégagement de chaleur par rapport à

une condition de pré-mélange. La flamme va, en effet, se propager préférentiellement dans les zones à richesse proche de la stœchiométrie, là où la vitesse de flamme sera plus élevée. A ce stade de l'étude, les effets locaux de ces hétérogénéités ne sont pas caractérisés et mériteraient une étude à part entière via par exemple une caractérisation du front de flamme (e.g. vitesse, courbures) et de la composition locale (e.g. richesse, dilution). Sur ce point de fonctionnement, le mélange est hétérogène à grande échelle en richesse, et l'aérodynamique présente seulement une turbulence de petite échelle sans advection. Les similitudes présentées en Fig. 3-15 restent donc relativement valides.

Les échanges de chaleur (environ 30 % de l'énergie totale) contribuent à diminuer la pression finale de combustion et, en rapport à l'Eq. (3-7), peuvent affecter la représentativité des indices définis sur des considérations adiabatiques (Eq. (3-4)). Dans un premier temps pour simplifier l'analyse on peut écrire que l'échange de chaleur résulte d'une moyenne pondérée par les surfaces de contact avec la paroi, du flux cédé par les gaz frais ($q_{wf} > -0.3 \text{ MW/m}^2$) et de celui cédé par les gaz brûlés ($q_{wb} > 1 \text{ MW/m}^2$) respectivement à travers S_f et S_b (solution implémentée dans le modèle 0D, voir Ch. 2.2.4):

$$q_w S \equiv S_f q_{wf} + S_b q_{wb} \quad (3-9)$$

Le flux de chaleur perdu par les gaz frais est négligeable relativement à celui des gaz brûlés. Dans une chambre sphérique où l'allumage est au centre, pendant toute la combustion les parois de la chambre sont en contact avec des gaz frais et ce n'est qu'à la fin, après l'interaction flamme-paroi que les gaz brûlés sont en contact avec les parois. Cela explique notamment l'excellent degré d'adiabaticité, en général de l'ordre de 0.9, (Chap. 1 Eq. 1) obtenu dans ces chambres [18]. Dans des chambres non-sphériques et en allumage pariétal, une partie des parois, croissante dans le temps, est exposée aux gaz brûlés ce qui est visible expérimentalement et surligné en orange sur les Fig. 3-13 A et B. De la même manière que pour la surface de flamme (Fig. 3-15.D et E.), les évolutions de ces surfaces peuvent être calculées de manière idéalisée (Fig. 3-16 A et B). Ces figures représentent ces évolutions idéalisées pour différentes positions du point d'allumage par exemple, le centre de la chambre [50,25,25], proche paroi [50,25,0], quart de la chambre [50,25,12.5], etc.

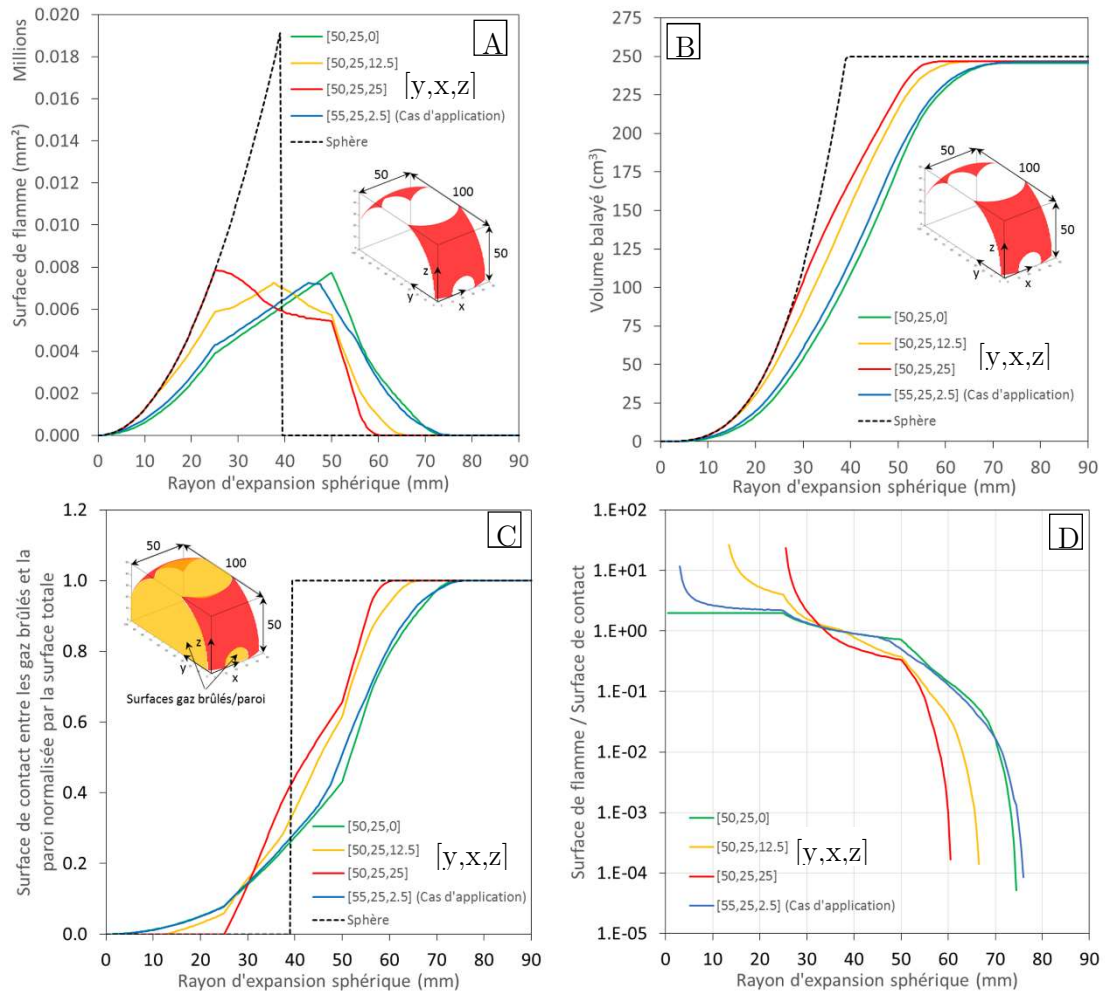


Fig. 3-16. Représentation idéale de la propagation : évolution d'une surface sphérique (A) et de son volume spécifique associé (B) dans un parallélépipède rectangle pour différentes positions d'allumage de l'évolution de la surface de contact entre les gaz brûlés S_b et la paroi (C) et du rapport de surface de flamme idéale à cette surface de contact (Σ/S_b) (D). Les coordonnées des différents points d'allumage sont données dans le repère $[y,x,z]$.

Dès l'allumage, en configuration pariétale (par exemple [50 25 0] sur la Fig. 3-16), une fraction des gaz brûlés est en contact avec la paroi. Le flux de chaleur total (Eq. (3-9)) augmente progressivement avec l'avancement de la flamme dans la chambre et l'augmentation de la surface de contact S_b . Le biais sur la détermination de l'avancement augmente donc à mesure que ce dernier augmente. De plus, à la fin de la combustion, la surface de flamme décroît vers 0 au cours du temps, et S_b tend vers la surface totale de chambre. Il peut donc exister une position pour laquelle l'échange devient supérieur au dégagement de chaleur ($q_w S_{cc} > \dot{Q}$) notamment si $\Sigma/S_b \ll 1$ (Fig. 3-16. B). La détermination exacte de la fin de la combustion (t_{100}) est alors biaisée et se situe un peu après le maximum de pression. Enfin, l'interaction flamme-paroi donne lieu à une certaine quantité d'imbrûlés. L'avancement final relevé au pic de pression est donc strictement inférieur à 1.

3.5. Phase de refroidissement isochore après combustion

La phase de refroidissement isochore C qui suit la phase B de combustion est une conséquence du caractère exploratoire de l'étude qui vise à pouvoir réaliser un bilan de masse et d'énergie sur la chambre de combustion. L'ouverture complète de l'échappement, comme pour l'admission, présente une durée de 8.5 ms. L'échappement est décalé pour s'assurer que la chambre est bien fermée, d'au moins cette durée plus une marge ce qui permet d'assurer que malgré la variabilité de cycle à cycle, le volume reste constant pendant la totalité du processus de combustion. Dans une turbine à gaz, l'objectif de la chambre de combustion serait de transmettre à la turbine des gaz chauds et sous pressions, idéalement instantanément et à la pression maximale ; cela pour en extraire un maximum de travail. Sur la configuration étudiée, l'intervalle de temps entre le maximum de pression, considéré comme le t_{100} , et l'ouverture de la vanne constitue un réglage non optimal mais nécessaire à un bilan quantitatif.

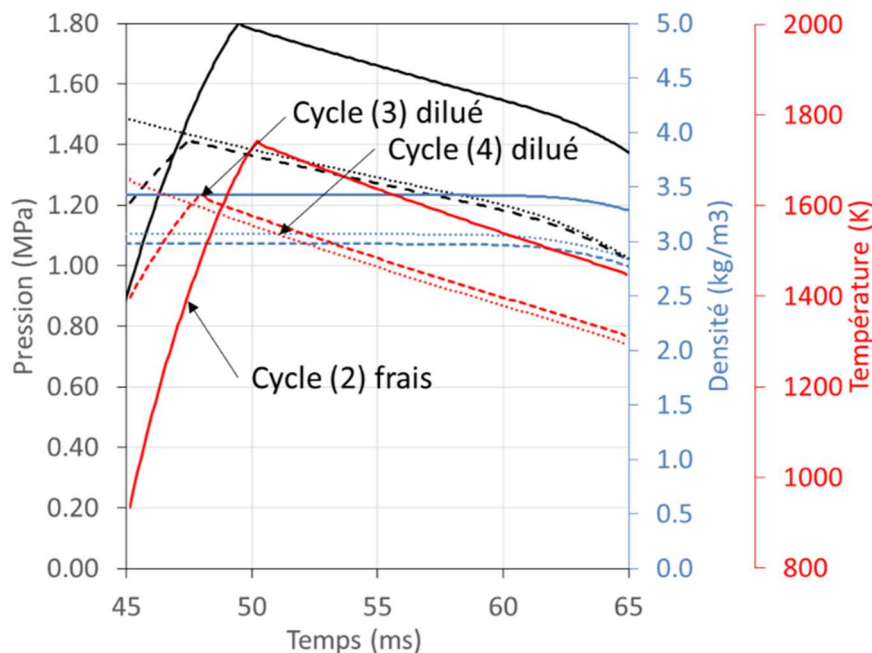


Fig. 3-17. Evolution de température, masse volumique et pression moyenne 0D pendant la phase C. Les cycles correspondent à ceux numérotés sur la Fig. 3-1.

Sur cette durée, la chambre contient des gaz brûlés initialement à la température maximale atteinte pendant le cycle (Fig. 3-17), qui se refroidissent jusqu'à l'ouverture de la vanne. Pendant cette phase, la baisse de la température est d'environ 300 à 350 K et celle de la pression de 3.0 à 3.5 bar ce qui représente une perte cumulée de 15 à 20 % de l'énergie totale contenue dans le carburant (voir Table 3-2). A la fin de la combustion, la combustion dans les tubes donne lieu à la génération d'ondes acoustiques dans la chambre, à l'origine des oscillations visibles proche et après le maximum de pression (voir Fig. 3-13).

3.6. Phase d'échappement et de détente

La phase d'échappement a lieu à l'ouverture de la vanne d'échappement. La masse contenue dans la chambre diminue de même que la pression et la température. Ces dernières suivent une détente non isentropique car influencée par les échanges de chaleur (Fig. 3-18). La phase d'échappement, qui idéalement devrait être courte voire instantanée est relativement plus longue actuellement que la phase d'admission sur le dispositif CV2. En effet, le débit varie au premier ordre en $pS/\sqrt{T}$, or la section de l'admission et de l'échappement est la même, mais la pression est globalement plus basse ([1-12] bar contre 10 bar) et la température est notablement plus élevée ([500-1400] K contre 300 K) que pendant l'admission. Le débit massique instantané d'échappement est donc de 1.8 à 3 fois inférieur à celui d'admission. Qui plus est, lorsque la pression de chambre s'approche de la pression d'échappement, le débit n'est plus sonique et tend vers 0 lorsque les pressions sont à l'équilibre.

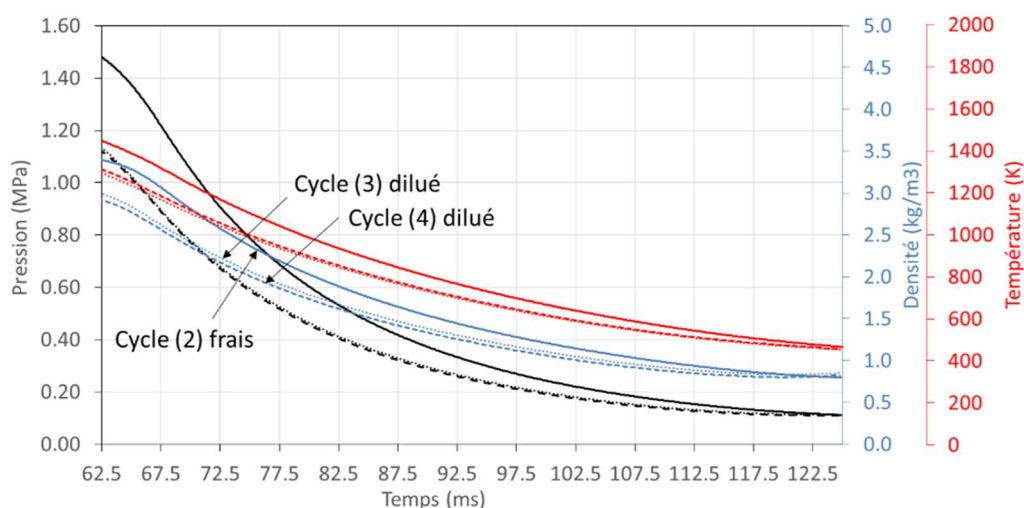


Fig. 3-18. Profils de température, masse volumique et pression moyenne 0D pendant l'échappement (phase D). Les cycles correspondent à ceux numérotés sur la Fig. 3-1.

Cette durée allongée laisse un temps supplémentaire pour des échanges de chaleur et environ 8.5 % de l'énergie totale est perdue pendant cette phase (voir Table 3-2). En plus de contribuer à la baisse directe du rendement thermodynamique de la chambre de combustion, ces échanges de chaleur ont un impact sur la composition en température et en masse du gaz résiduel. En effet, la chambre fonctionne en pression finale d'échappement imposée. Etant donné un volume de chambre, l'équation des gaz parfaits à l'équilibre de pression avant le remplissage du cycle suivant (fin de l'échappement) s'écrit :

$$p_a V = m_a \frac{R}{M} T_a \quad (3-10)$$

Que l'évolution de la chimie soit à l'équilibre ou non, pendant la détente, la masse molaire M varie peu. Etant donné une géométrie de chambre, le produit $m_a T_a$ est donc une constante de la pression d'échappement. Les échanges thermiques contribuent à faire baisser la température moyenne et donc augmenter la masse de gaz résiduel. Réciproquement, une phase d'échappement courte voire instantanée laissera dans la chambre moins de gaz résiduel en masse et à plus haute température.

De plus, la présence du tube d'admission, nécessaire à la connexion de la vanne d'admission, influence la stratification en température dans la chambre pendant l'échappement. A l'ouverture de la vanne d'échappement, le volume constant, qui comprend la chambre et les tubes, est en effet fortement stratifié en température de 330 K aux extrémités (les tubes) à 2440 K au centre de la chambre (voir 62.5 ms sur la Fig. 3-19). Avant la combustion, le tube d'admission ne contient quasiment pas de mélange. Pendant la CVC, la flamme s'y propage en y repoussant une partie des gaz frais et pressurant l'air aux extrémités. Cet air subit une compression adiabatique suivie d'un refroidissement isochore (voir Fig. 3-19). Le rapport volume/surface dans les tubes est inférieur à celui de la chambre, le refroidissement des gaz qui y sont contenus y est donc plus intense et leur température plus basse.

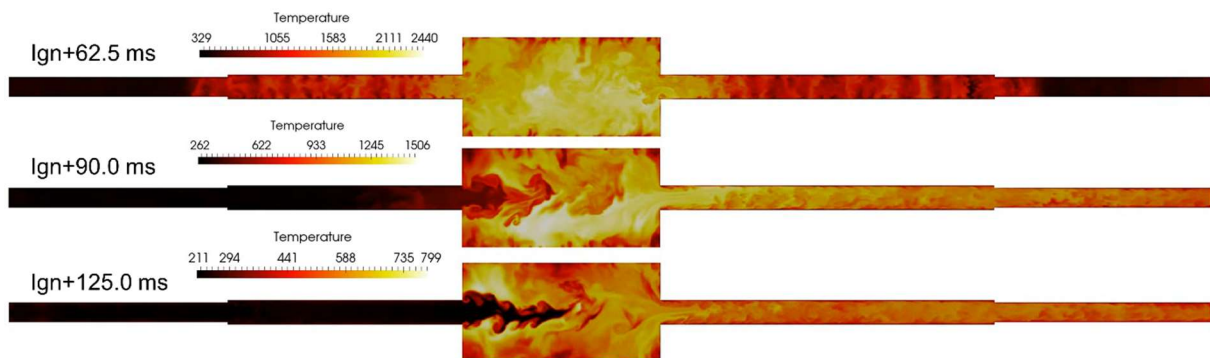


Fig. 3-19. Champs instantanés de température LES dans le plan d'allumage à 62.5 ms, 90 ms et 125 ms pendant et à la fin de la phase d'échappement.

La détente, d'un rapport de pression de 10 et d'une température initiale de 330 K, des gaz frais fait chuter leur température à des valeurs extrêmement basses (~ 200 K soit -73°C), bien en dessous du point de solidification de l'eau. Ces valeurs obtenues par la LES semble être consistantes avec certaines observations expérimentales. En effet, sur les tomographies de Mie en conditions réactives, on observe pendant la détente, des formations extrêmement lumineuses sortant du tube d'admission (Fig. 3-20), ce qui indique la présence d'une phase condensée (solide ou liquide) d'une taille supérieure à celle des particules d'ensemencement dans l'écoulement. Etant donné les basses températures relevées par la LES, ces condensats correspondraient à la vapeur d'eau présente dans les gaz brûlés qui condenseraient, voire pourrait se solidifier au contact de l'air froid sortant du tube.

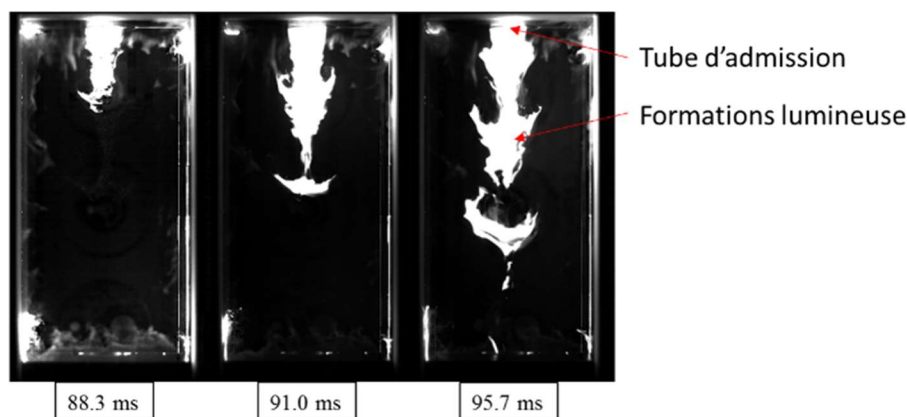


Fig. 3-20. Tomographie de Mie à différents instants dans l'échappement

3.7. Conclusion

La caractérisation détaillée d'un cycle d'une séquence sur le dispositif CV2 au point de fonctionnement nominal et stable du cahier des charges du dispositif montre que ce dernier reproduit correctement une combustion à volume constant turbulente dans un mélange faiblement hétérogène en température et stratifié en composition, et ce sur un nombre de cycles permettant d'établir une convergence statistique raisonnable.

La mise en place d'outils de diagnostic et d'analyse LES et 0D a permis de caractériser finement la phénoménologie et les conditions thermodynamiques de chaque phase du cycle : remplissage (e.g. aérodynamique, température, dilution), combustion (temps caractéristiques, chimiluminescence) et échappement (condition initiale pour le remplissage suivant). A fortiori, la caractérisation de cette configuration de référence pourra servir de base de validation de simulation ou de modèle.

Ces diagnostics et analyses sont employés dans les chapitres suivants pour caractériser : l'influence de l'aérodynamique, via une variation de l'instant d'allumage, et l'influence des gaz brûlés résiduels, via une variation de la pression d'échappement, sur la combustion et la stabilité cyclique.

Chapitre 4

Influence de l'instant d'allumage sur la stabilité cyclique

Sommaire

4.1.	Influence de la stabilité cyclique sur la phase de propagation de la combustion	148
4.1.1.	Séparation de la statistique et des propriétés des cycles primaires et secondaires.....	149
4.1.2.	Influence de la turbulence sur le front de flamme.....	153
4.1.3.	Effets d'hétérogénéité et de stratification en richesse	159
4.1.4.	Conclusion sur l'influence de stabilité cyclique sur la phase de propagation	160
4.2.	Influence de la richesse et de l'écoulement local sur la probabilité d'allumage.....	161
4.2.1.	Notion d'énergie minimale d'inflammation	161
4.2.2.	Sensibilité de l'allumage aux mesures simultanées.....	164
4.2.3.	Corrélation statistique à une vitesse caractéristique de mélange	169
4.3.	Conclusion	172

4. Influence de l'instant d'allumage sur la stabilité cyclique

A l'image des moteurs à pistons à allumage commandé, la configuration de CVC regardée ici nécessite un dispositif d'allumage pour initier la flamme et ceci à chaque cycle. En pré-mélange parfait ou partiel, l'allumeur classiquement utilisée en MACI est une décharge électrique d'énergie électrique déposée aux électrodes d'environ 30 à 100 mJ. Dans le mode de fonctionnement retenu ici, les problématiques d'endurance et de fiabilité de l'allumage sont similaires à celles rencontrées en MACI à ceci près que généralement les systèmes d'allumage utilisés en aéronautique délivrent des énergies électriques de l'ordre de 600 mJ et souffrent donc d'une érosion importante des électrodes de la bougie. Pour un fonctionnement continu d'une chambre CVC durant 1 h de vol et opérant à 40Hz²⁷, 1 440 000 allumages doivent être assurés. En fonctionnement, l'échec d'un allumage résulte en une perte instantanée de puissance et une production d'imbrûlés. La dilution et le remplissage (préparation du mélange, vitesse) du cycle suivant en sont modifiés, impactant alors la stabilité de fonctionnement de la chambre de combustion. Pour maintenir une densité de puissance élevée, des cycles courts sont nécessaires et la combustion doit être la plus rapide possible. Il est donc nécessaire d'allumer le plus tôt possible dans le cycle, là où la turbulence est la plus élevée (voir Fig. 3-9 et Fig. 4-1).

La vitesse locale d'un front de flamme est fortement affectée par les petites échelles de la turbulence de l'écoulement [75], [76], [117]. En effet, les petites structures, de dimensions supérieures à l'épaisseur de flamme, plissent et étirent la flamme augmentant la surface de combustion et donc la vitesse de consommation des gaz frais. Ce comportement se prolonge jusqu'à ce que l'étirement atteigne des limites d'extinction qui dépendent des conditions de richesse, pression, température du mélange. En pré-mélange, l'allumage est négativement affecté par la présence d'advection à grande échelle dans l'écoulement (vitesse moyenne) [118]–[120] qui peut conduire à une extinction du noyau chaud générée par le plasma créé par la décharge électrique, avant propagation de la réaction de combustion au reste du mélange.

Le principe d'un allumage par décharge électrique repose sur le dépôt dans un volume petit devant le volume de chambre (l'espace inter-électrode), d'une certaine quantité d'énergie ($\sim$ mJ- J) en un temps relativement court ($\sim$ μ s-ms). Ce dépôt d'énergie rapide génère un plasma qui par diffusion thermique et moléculaire permet l'amorçage d'une flamme qui doit alors se propager dans le reste du mélange. Les propriétés du dépôt d'énergie, e.g. le volume, le profil de puissance électrique, le rendement de conversion en énergie thermique ainsi que la durée du dépôt dépendent du type d'allumeur utilisé [86], e.g. capacitif [83], radiofréquence, laser [121], etc. Pour se propager dans le reste du mélange, les conditions locales, e.g. richesse, dilution et vitesse, proches temporellement et spatialement de l'allumage doivent être propices à la propagation de la réaction chimique.

²⁷ Respectivement 4800 ou 2400 tr/min sur une chambre à respectivement 4 temps ou 2 temps.

Aussi, la compréhension et le contrôle du processus d'allumage dans ces conditions spécifiques aux chambres de combustion de type CVC sont essentiels pour le futur développement de ce type de chambre. Dans la suite, on se propose de caractériser expérimentalement la sensibilité de l'allumage à la vitesse locale et la variabilité cyclique et les propriétés de combustion des cycles engendrées par le raté d'allumage.

4.1. Influence de la stabilité cyclique sur la phase de propagation de la combustion²⁸

La stabilité d'allumage de la chambre de combustion est caractérisée pour plusieurs conditions de richesses et à plusieurs instants d'allumage. Comme expliqué précédemment, la variation de richesse est réalisée par variation de la masse totale de carburant injectée. Cette variation de masse injectée correspond à une variation de la durée d'injection, ici de 5.5, 6.5 et 7.5 ms ce qui correspond respectivement à des richesses de 0.60 ± 0.04 , 0.72 ± 0.05 et 0.87 ± 0.10 ²⁹. L'instant d'allumage est modulé entre 17.5 ms, instant qui correspond à la fin de l'injection à richesse 0.87, à 32.5 ms, soit une plage de 15 ms. Sur cette plage d'instant d'allumage, la vanne d'admission est fermée et les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement décroissent : à 17.5 ms, la vitesse instantanée au point d'allumage est de 12.7 ± 3.8 m/s et la vitesse turbulente u'_t dans la chambre de 5.5 ± 1.5 m/s, à 32.5 ms la vitesse instantanée est réduite à 2.2 ± 0.7 m/s et la vitesse turbulente u' à 0.3 ± 0.2 m/s³⁰ (voir Fig. 4-1). L'avance à l'allumage affecte aussi la composition locale du fluide dans la chambre. Les simulations LES montrent l'existence de zones partiellement pré-mélangées avec une stratification plus importante à 18 ms qu'à 32.5 ms. On note la présence d'une zone de sur-richesse dans la partie supérieure de la chambre, autour du jet d'admission (voir Fig. 3-10).

²⁸ Le contenu des parties suivantes est présenté dans l'article *Experimental investigation of ignition stability in a cyclic constant-volume combustion chamber featuring relevant conditions for air-breathing propulsion* accepté pour publication dans la revue *Flow, Turbulence and Combustion*.

²⁹ La variation notifiée par le $\pm$ correspond à l'écart type de cycle-à-cycle obtenu sur les valeurs instantanées calculées.

³⁰ La valeur de vitesse instantanée est une moyenne d'ensemble sur 36 cycles de la mesure locale sur 35 vecteurs proches pris de part et d'autre de la bougie, et la variation notifiée par le $\pm$ correspond à l'écart type de cycle-à-cycle obtenu sur les valeurs instantanées calculées.

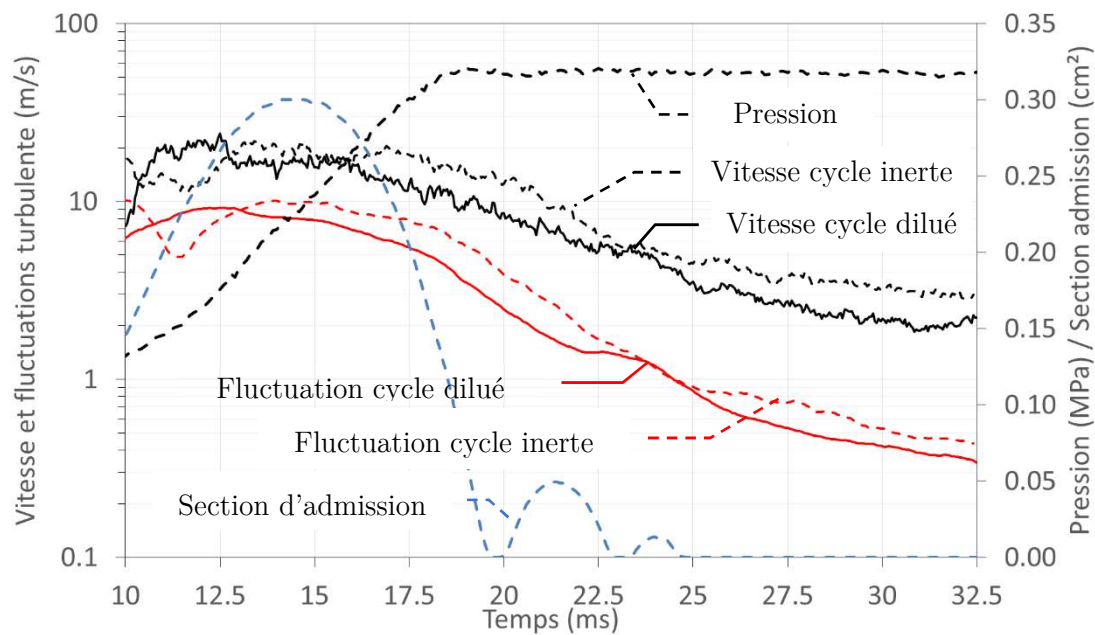


Fig. 4-1. Evolution temporelle de la moyenne d'ensemble cyclique de la vitesse instantanée et de la fluctuation turbulente proche du point d'allumage.

4.1.1. Séparation de la statistique et des propriétés des cycles primaires et secondaires

Pour une richesse globale de 0.72 et un instant d'allumage fixé à 24 ms on commence à observer des ratés d'allumages qui donnent lieu à une séquence sur laquelle on observe à la fois des cycles primaires³¹, dont la pression de combustion est d'environ 20 bar, et des cycles secondaires dont la pression de combustion est d'environ 15 bar (25 % inférieure) (cas identique à celui tracé sur la Fig. 4-2 pour un délai de 19 ms). Cette différence de pression s'explique principalement par la différence en composition initiale : pour les cycles primaires, le mélange initial se compose principalement de gaz frais dont une partie est issue du cycle précédent ; pour les cycles dilués, le mélange initial se compose d'un mélange de gaz brûlés résiduels du cycle précédent et de gaz frais liés à l'admission. Sur la Fig. 4-2 on observe 3 cycles primaires (4, 6 et 11, le cycle 2, premier cycle qui allume, est exclu) et 7 cycles dilués (3, 5, 7 à 10, et 12). Sur cette séquence, la probabilité globale d'allumage est de 6 cycles sur 10 (pour les raisons décrites au Chapitre 3.1.1, les deux premiers cycles sont exclus) (voir Table 4-1). On remarque que sur les trois cycles primaires, les 3 allumages sont réussis et que sur les 7 cycles dilués, seuls 3 sont réussis (7 à 9). La dilution a donc un impact marqué sur l'allumage. Aussi, dans la suite, on distinguera de manière systématique leur probabilité d'allumage (voir Table 4-1) et leurs propriétés de combustion, i.e. temps caractéristiques, respectives (voir Table 4-2).

³¹ Voir définition au Chapitre 3.1.1.

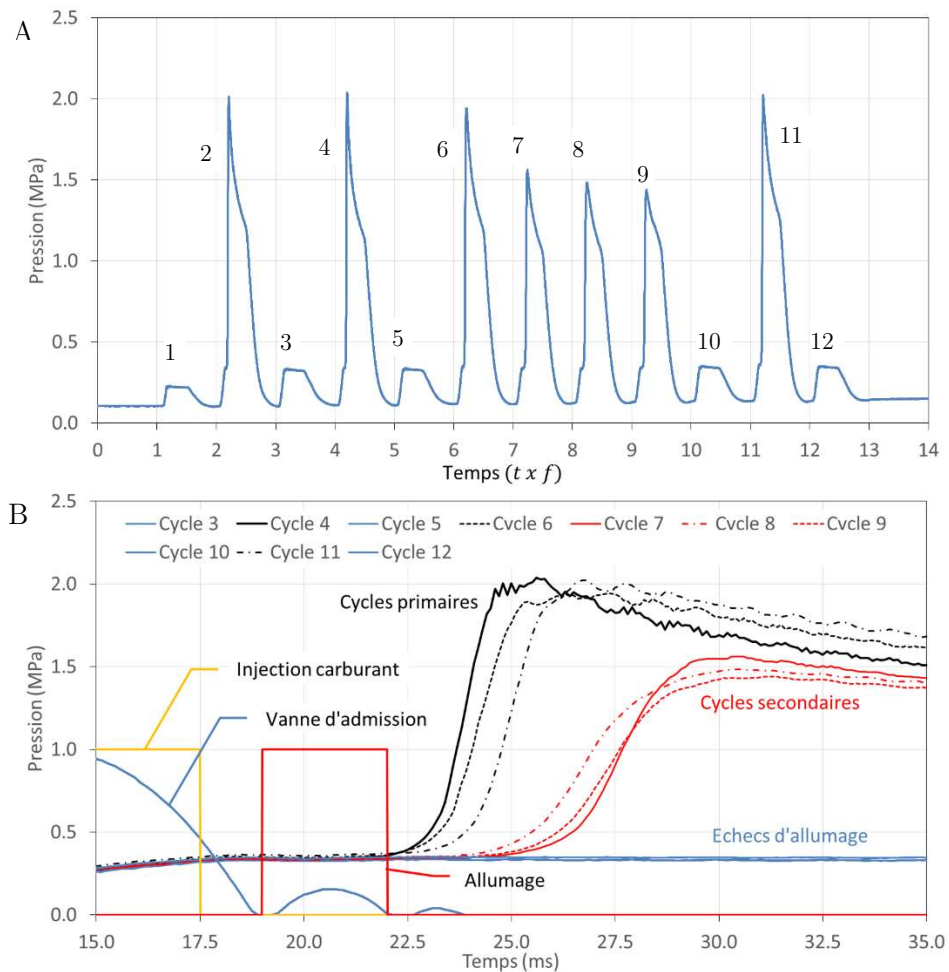


Fig. 4-2. A. Séquence de cycles (1 à 12) à richesse 0.87 et allumage 19 ms. B. Zoom sur la partie des cycles 3 à 12 de la séquence A.

Table 4-1. Exemple de matrice binaire associée à la séquence de la Fig. 4-2 utilisée pour le calcul des probabilités distinctes

N° de cycle	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	Tot.	Prob.
Réussite globale	/	/	0	1	0	1	1	1	1	0	1	0	6	60%
Dilué	Réussi	/	/	0	0	0	0	1	1	1	0	0	3	43%
	Total	/	/	1	0	1	0	1	1	1	0	1	7	
Frais	Réussi	/	/	0	1	0	1	0	0	0	0	1	3	100%
	Total	/	/	0	1	0	1	0	0	0	0	1	3	

Sur la variation de richesse globale effectuée, à instant d'allumage constant, la probabilité d'allumage globale, celle des cycles dilués et des cycles frais est une fonction décroissante de la richesse (voir Fig. 4-3). A iso-richesse, la probabilité d'allumage des cycles dilués tend rapidement vers zéro pour des instants d'allumages plus tôt que 20 ms. La probabilité d'allumage des cycles frais reste supérieure à 67% sur les cas étudiés, c'est-à-dire que pour les instants les plus précoces seuls des cycles frais sont allumés

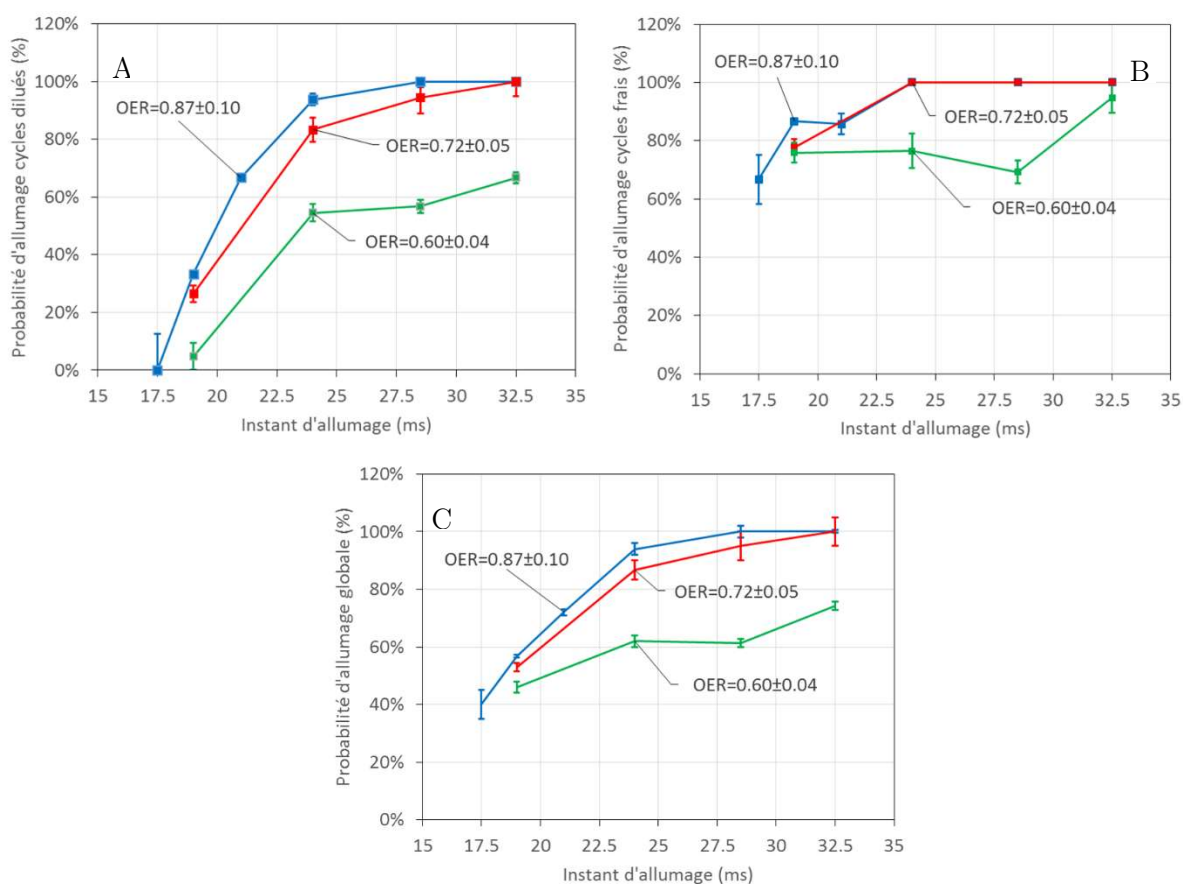


Fig. 4-3. Variation du taux de réussite des cycles dilués (A), frais (B) et taux de réussite global (C) en fonction de l'instant d'allumage, pour 3 richesses globales différentes OER (0.87 ± 0.10 , 0.72 ± 0.05 , 0.60 ± 0.04). Les barres correspondent à la variation associée à ± 1 cycle rapporté à la statistique présentée en Table 0-3

Notamment, le point de fonctionnement à $OER = 0.87$ et allumage 19 ms permet de caractériser les deux types de cycles primaires (61 cycles) et secondaires (37 cycles). Les cycles primaires diffèrent des cycles secondaires principalement par leur composition initiale. En effet, le cycle primaire suit un ou plusieurs ratés. La dilution entre deux cycles non-réactifs (échec de l'allumage) est, indifféremment de l'instant d'allumage, d'environ 40% (cf. Table 4-2) et le résiduel est principalement constitué d'un mélange d'air et de propane. Dans le cas de la séquence de la Fig. 4-2, la composition au moment de l'allumage du cycle 5 est de 30 % de produits de combustion du cycle précédent et 70 % de mélange injecté (propane-air, $OER = 0.87$). Parce que le cycle 5 n'allume pas, la température résiduelle moyenne est nettement plus basse à la fin de la détente (~ 273 K), d'où un taux de dilution plus élevé suivant un cycle frais plutôt qu'un cycle dilué, de 40 %. La composition à l'allumage du cycle suivant (6) est ainsi de 40 % du mélange précédent et 60 % de mélange nouvellement injecté ($OER = 0.87$) soit en masse, 12 % de gaz brûlés résiduel et 88 % de mélange de propane et d'air ($OER = 0.87$). Dans le cas de deux ratés successifs, ces proportions passent à 4.8 % et 95.2 %. La dilution des cycles primaires en gaz résiduel du cycle N-2 est une estimation qui suppose le mélange idéal au cycle N-1 entre les gaz frais admis et les gaz résiduels du cycle N. Etant donné la différence qu'il existe entre les cycles

primaires et les cycles secondaires, il est probable que cette estimation ne soit qu'une majoration et que le taux réel de résiduel soit inférieur.

Table 4-2. Masses, températures résiduelles T_{t_a} , et à l'allumage T_{t_b} et dilutions obtenues par OD des cycles de la séquence de la Fig. 4-2.

Cycle	m_f (mg)	m_a (mg)	D_r (%)		T_{t_a} (K)		T_{t_b} (K)	
			Frais	Dilué	Frais	Dilué	Frais	Dilué
2	39.5	622	40	/	268	/	345	/
3	39.5	669	/	28	/	426	/	385
4	39.5	677	42	/	271	/	345	/
5	39.4	665	/	30	/	411	/	382
6	39.4	654	43	/	270	/	343	/
7	39.3	657	/	31	/	402	/	380
8	39.3	621	/	32	/	410	/	381
9	39.3	630	/	33	/	409	/	381
10	39.2	600	/	34	/	409	/	381
11	39.2	588	46	/	277	/	340	/
12	39.2	613	/	34	/	427	/	384
Moy.	39.3	636	43	32	272	414	343	382
St.D.	0.1	30	3	2	4	9	3	2

La dilution a plusieurs impacts sur les propriétés de combustion globales. Les cycles primaires présentent une combustion notablement plus rapide (voir Fig. 4-2.b) et une probabilité d'allumage plus élevée que les cycles secondaires (voir Fig. 4-3). Si on augmente l'avance à l'allumage, la flamme est extrêmement plissée et on peut observer localement des baisses d'intensité lumineuse de la chimiluminescence (voir Fig. 4-4).

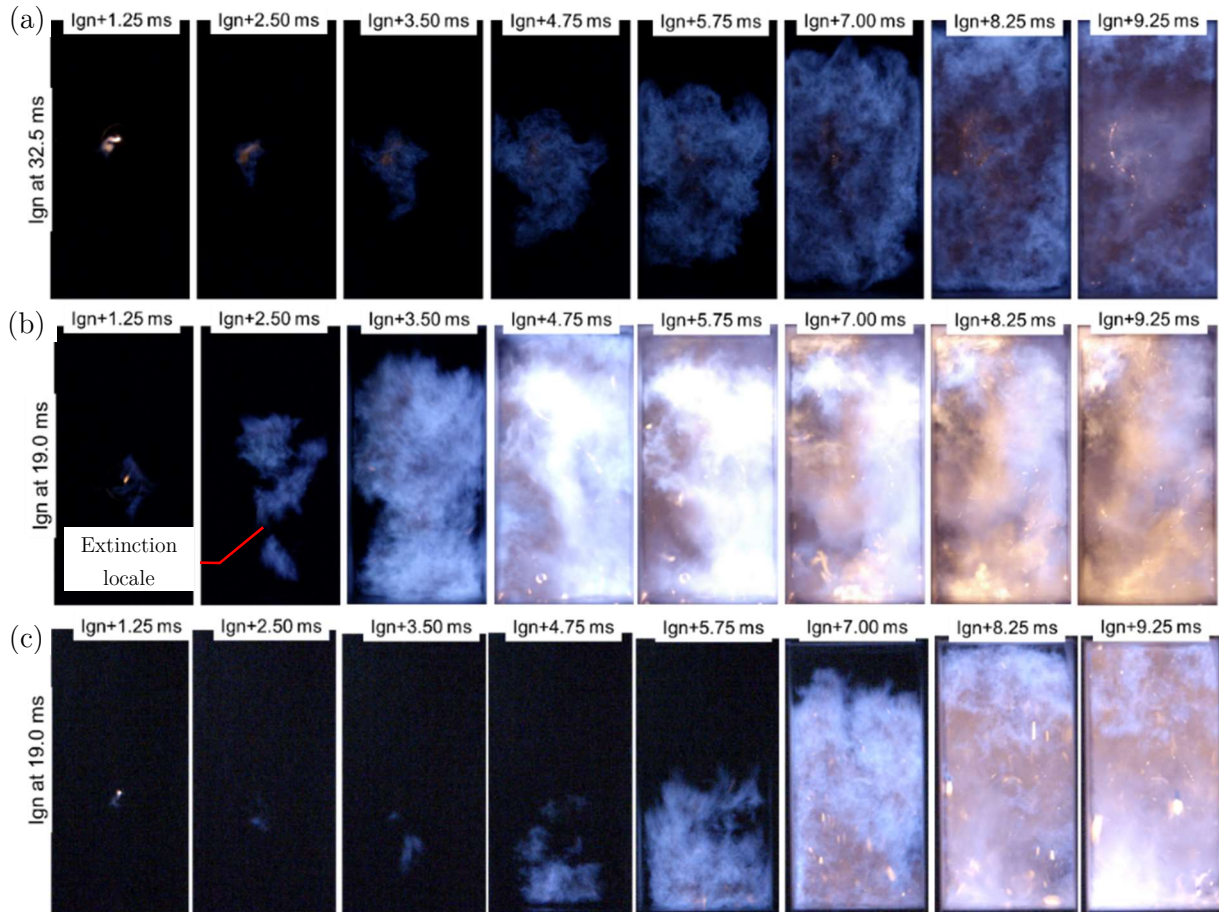


Fig. 4-4. Visualisation directe de la chimiluminescence (375-675 nm) de combustion pour deux cycles dilués (allumage à 19 ms (c) et 32.5 ms (a)) et un cycle frais (b), $OER = 0.87$.

Ces baisses d'intensité lumineuses peuvent être attribuées soit à des extinctions locales de la flamme, soit à l'intégration visuelle (effets 3D). La sensibilité de ces phénomènes instationnaires est corrélée à des propriétés fondamentales de la flamme qui sont caractérisées sur des configurations simplifiées, e.g. flammes de brûleurs isobares, flammes laminares en expansion sphérique ou qui peuvent être calculées en utilisant des mécanismes cinétiques dédiés.

4.1.2. Influence de la turbulence sur le front de flamme

Les notions développées en flamme de pré-mélange, que l'on rappelle dans la suite, sont utiles pour comprendre et appréhender la phénoménologie de l'interaction flamme-turbulence et ce même en mélange stratifié, comme c'est le cas lors d'un allumage précoce. La propagation d'une flamme laminaire de pré-mélange réactif est caractérisée par : sa vitesse fondamentale, son épaisseur de flamme laminaire, sa longueur de Markstein et son nombre de Lewis. La vitesse fondamentale de

flamme laminaire, notée S_u^0 ou S_L^{032} , correspond dans un pré-mélange au repos, à la célérité de propagation de l'onde plane réactive dans les gaz frais, ou pour une flamme plane stationnaire dans un écoulement, à la vitesse matérielle des gaz frais dans le référentiel de la flamme. La longueur de Markstein $\mathcal{L}_u$ caractérise la sensibilité de la flamme à l'étirement de sa surface locale, par exemple dans un écoulement turbulent, ou forcée par l'expansion de gaz brûlés à la suite d'un allumage. L'étirement noté κ est une quantité instationnaire qui s'exprime comme le taux de variation normalisé d'un élément de surface A :

$$\kappa = \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \quad (4-1)$$

La vitesse de flamme étirée [93], [122]–[125] s'écrit en fonction de la longueur de Markstein, qui représente la sensibilité de la flamme à l'étirement

$$\left(\frac{S_u}{S_u^0}\right)^2 \ln \left(\left(\frac{S_u}{S_u^0}\right)^2\right) = -\frac{2\mathcal{L}_u \cdot \kappa}{S_u^0} \quad (4-2)$$

Cette longueur peut se déduire de mesures expérimentales ou s'exprimer en fonction du paramètre de Lewis Le [18], [126]–[128] qui dépend des propriétés de transport diffusif des réactifs et traduit donc la sensibilité de la flamme aux instabilités de type thermo-diffusif. Exprimé par le rapport entre la diffusivité thermique et la diffusivité moléculaire dans le réactif limitant, certains auteurs [126], [128] soulignent l'importance d'intégrer sa variation intégrale à travers la flamme, qui est le lieu de variation de composition, donc potentiellement de diffusivité. Il en résulte des relations complexes qui dépendent notamment de l'énergie d'activation du mélange via le calcul du nombre de Zeldovich et du rapport de masse volumique entre gaz frais et gaz brûlés (calcul détaillé dans [18]).

³² Le u est de l'anglais *unburnt* et L pour *laminar*. Le 0 correspond à la vitesse de référence non-étirée. Respectivement la vitesse étirée se note sans cet exposant.

Les régimes d'interaction flamme-turbulence³³ sont caractérisés selon les rapports de temps caractéristiques, relatifs à l'écoulement et à la flamme. En se rapportant à deux des échelles caractéristiques de la turbulence et aux propriétés d'épaisseur δ et de vitesse de flamme laminaire S_u , on construit le nombre de Karlovitz qui se rapporte aux plus petites échelles (Kolmogorov) et celui de Damköhler qui se rapporte aux échelles intégrales. Le nombre de Damköhler turbulent Da est défini comme le rapport entre les échelles de temps caractéristique des échelles intégrales de la turbulence τ_t , et le temps chimique de la flamme, τ_c :

$$Da = \frac{\tau_t}{\tau_c} = \frac{S_u l_t}{u'_t \delta} \quad (4-3)$$

Où l_t est l'échelle intégrale de turbulence et u'_t la fluctuation turbulente associée à ces échelles. Le nombre de Karlovitz caractérise le rapport entre échelles de temps chimiques de la flamme, τ_c et les plus petites échelles de temps de la turbulence τ_k :

$$Ka = \frac{\tau_c}{\tau_k} = \frac{\delta S_u}{l_k u_k} \quad (4-4)$$

Où l_k est l'échelle de Kolomogorov et u'_k la fluctuation turbulente associée à ces échelles. Pour $Da > 1$ et $Ka < 1$, la turbulence plisse la flamme à grande échelle, et un profil local de flamme reste similaire à celui d'une flamme laminaire (flamme plissée voir Fig. 4-7). A iso-propriétés de flamme, à mesure que u'_t augmente, la turbulence plisse puis épaissit la flamme voire peut provoquer des extinctions locales. L'extinction de la flamme est possible quand l'étirement est égal à l'inverse du temps caractéristique de la flamme [93]. Pour $l_t > \delta$, on peut observer des poches de gaz frais brûlant de manière séparée, sans extinction dans les gaz brûlés, et pour des $Ka > 1$, l'extinction locale de la flamme sous l'effet de l'étirement turbulent ce qui est observé par chimiluminescence (*Fig. 4-4 b* à 2.5 ms.). Cela suggère aussi que le modèle de combustion utilisé en LES, qui suppose un régime de flammelette, est adéquate dans le cas d'allumage simulé (32.5 ms) mais ne le serait plus dans le cas d'allumages précoces (17.5-19 ms) où l'on devrait alors considérer des modèles de flamme épaissies.

³³ Au meilleur des connaissances de l'auteur, connaissant la composition globale d'un pré-mélange homogène et les propriétés de la turbulence, il n'existe pas aujourd'hui de consensus sur une méthode analytique de prédiction de la vitesse turbulente de flamme (voir les discussions récentes de Nguyen et al [134] sur l'unification de résultat de vitesse de combustion turbulente avec Lewis variable).

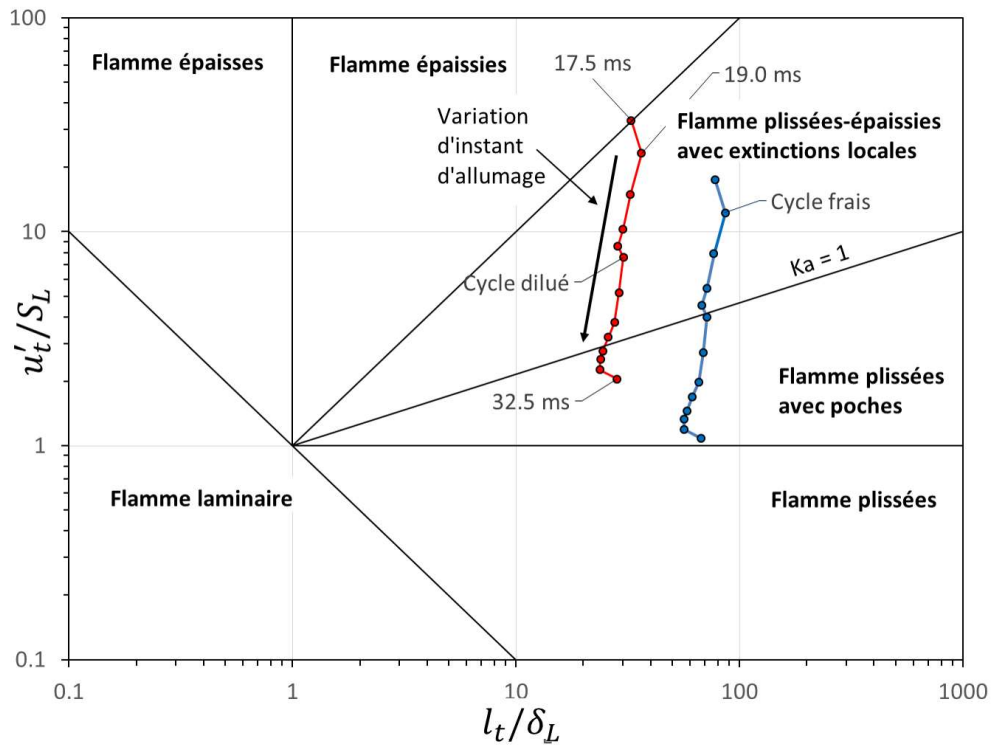


Fig. 4-5. Diagramme de Borghi pour un cycle frais et un cycle dilué ($OER = 0.87$) en fonction de l'état de la turbulence à différents instants d'allumage.

Ces effets sont exacerbés sur les flammes diluées, en effet, à iso-température et pour des dilutions croissantes, la vitesse fondamentale de flamme diminue et l'épaisseur de flamme augmente [129]–[131]. Notamment, Akram et al. [129] présentent des mesures de vitesse de flamme propane/air dilué au CO_2 et au N_2 où pour une dilution similaire à celles rencontrées en cycles dilués, la vitesse de flamme diminue de près de 40 % à la stoechiométrie et diminue de manière similaire en régime pauvre (ER 0.8 à 1.0). Cette vitesse de flamme permet aussi d'estimer le régime de combustion des cycles primaires et secondaires (voir Fig. 4-5). Ces régimes sont consistants avec les visualisations de chimiluminescence où l'on observe en cycles dilués d'importants effets de transport et d'extinction lors des instants qui suivent l'allumage (voir Fig. 4-4 c. 2.5 ms à 4.75 ms). Des calculs de vitesse de flamme sont réalisés ; basés sur le mécanisme cinétique USC v2 [132] (voir Fig. 4-6), réalisés sous Cantera [101] et validés sur les différents ensembles de données [129], [133] (voir Annexe L). Dans ces calculs, le résiduel est supposé à l'équilibre dont la composition est calculée à la température initiale du mélange. Ces calculs confirment la tendance de baisse de la vitesse de flamme et d'augmentation de l'épaisseur avec la dilution.

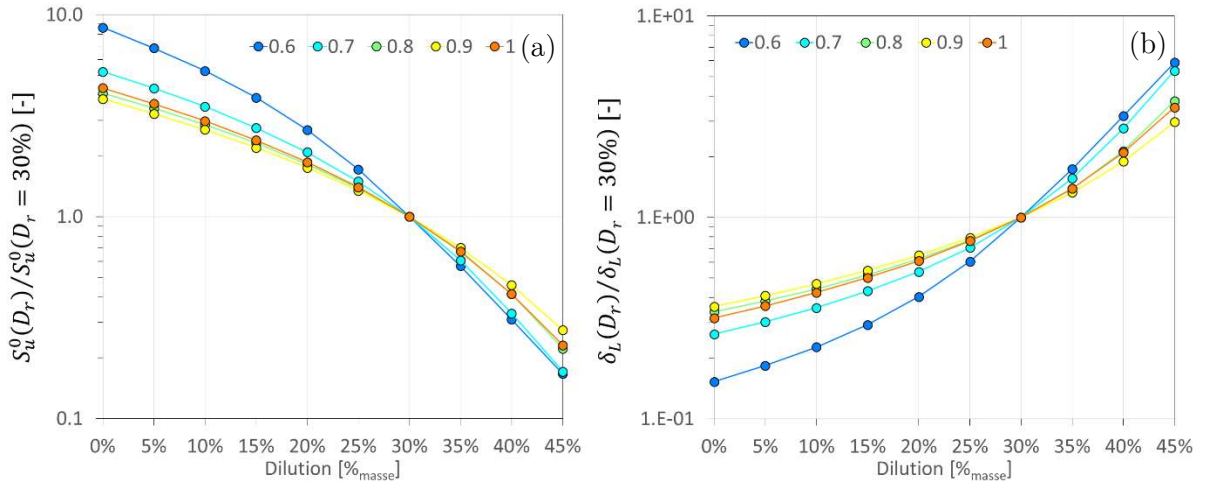


Fig. 4-6. Variation isotherme de la vitesse (a) et de l'épaisseur (b) de flamme laminaire en fonction de la dilution massique en gaz brûlé résiduel, relative à la valeur à $D_r = 30\%$ (température $T = 380\text{ K}$ et une pression $p = 3.5\text{ bar}$). Le résiduel est supposé à l'équilibre chimique à la température T (détail en Annexe L).

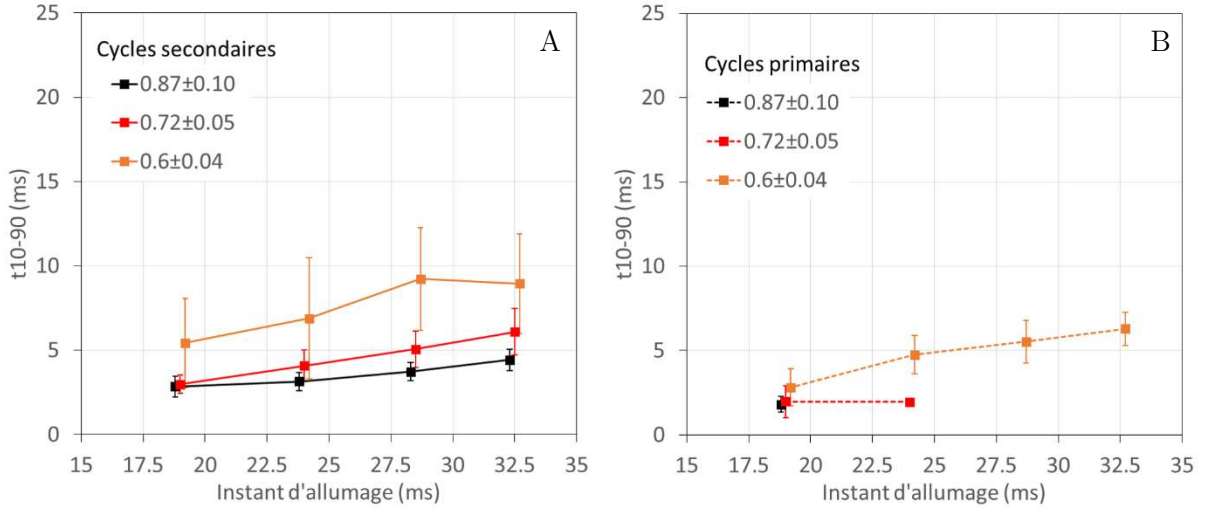


Fig. 4-7. Evolution des temps caractéristiques t_{10-90} moyens des signaux de pression de combustion des cycles primaires (B) et secondaires (A) en fonction de l'instant d'allumage et pour 3 conditions de richesses. Les barres correspondent à l'écart type à la moyenne.

Si on s'intéresse au temps de combustion, un bon indicateur est le temps t_{10-90} . A iso-instant d'allumage, le t_{10-90} des cycles dilués est plus long que celui des cycles frais de 57 % à 66 % pour tous les instants d'allumages, tous OER confondus (voir Fig. 4-7 et Table 0-4). Cette augmentation du temps de combustion résulte directement de la diminution de la vitesse de flamme avec la dilution.

A la même température, l'augmentation de vitesse de flamme entre une dilution en résiduel de 30 % et de 12 % d'une richesse de ~ 0.9 est de 149 % (voir Fig. 4-6). De plus la température des cycles frais est plus faible (340 K contre 380 K en dilué) donc la vitesse de flamme effective est plus basse (23 % de différence), ce qui suggère, a fortiori, un temps de combustion plus lent que celui observé. Il existe dans la littérature un certain nombre d'expression théorique et de corrélation permettant d'évaluer la vitesse de combustion turbulente S_T [75], [76].

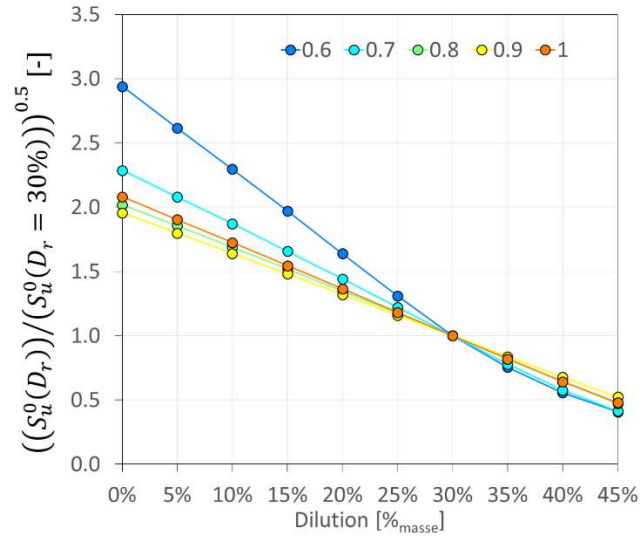


Fig. 4-8. Evolution de la racine carrée de la vitesse fondamentale de flamme normalisée en fonction de la dilution en gaz brûlé résiduel en masse (courbe Fig. 4-6)

Les formulations les plus récentes [134] incluent notamment des dépendances au nombre de Lewis, qui n'est pas évalué dans notre étude, pour prendre en compte la sensibilité à l'étirement de la flamme (voir Eq. (4-2)). La plupart montre une dépendance à la vitesse fondamentale de flamme en $S_T \propto S_u^\alpha$ où α varie, e.g. 0.38, 0.42 ou 0.5. Si on considère tous les paramètres constants par ailleurs (u'_t , p , et Le), à un OER~0.9, la vitesse de combustion turbulente varie de 58 % ce qui est très consistant avec la variation du temps de combustion observé (entre 57 et 66 %) (voir Fig. 4-8).

D'autres effets doivent être pris en compte pour mieux évaluer cette vitesse de flamme, notamment il est nécessaire d'évaluer la composition précise du résiduel qui inclue potentiellement des espèces radicalaires qui ne sont pas incluses dans le calcul à l'équilibre de la Fig. 4-7. De plus il reste nécessaire d'évaluer la variation et l'influence du nombre de Lewis par dilution en gaz brûlés résiduel.

4.1.3. Effets d'hétérogénéité et de stratification en richesse

Pour un nombre important de cycles primaires et secondaires, la combustion se propage d'abord dans un milieu composé d'un mélange stœchiométrique à pauvre (marquée par une flamme bleutée et l'absence de rayonnement jaune) (voir Fig. 4-9 à 2.75 ms) et enflamme à la fin de la propagation (7 ms à 8.25 ms) des poches plus riches, qui produisent un rayonnement jaune intense clairement visible, présentes dans la partie supérieure de la chambre.

Les effets de stratification influencent aussi la propagation. En effet, la flamme se propagera de manière privilégiée dans les zones à mélange favorable, mélange dont la richesse est proche de la stœchiométrie et dilution faible. A ces instants d'allumage, les simulations montrent l'existence de zones de sur-richesse proche de la limite haute d'inflammabilité du propane (voir Fig. 3-10 à 18 ms). L'allumage dans ces zones y serait impossible. Entre l'instant d'allumage et l'instant où la flamme atteint ces zones (~ 5 ms plus tard), le mélange a le temps de diffuser (voir entre 18 et 22 ms sur la Fig. 3-10). Qui plus est, dans les cas de propagation de flamme en milieu stratifié, des expériences de la littérature montrent que sous certaines conditions, par effet d'historique, la flamme peut se propager dans un milieu stratifié en dehors des limites d'inflammabilité du mélange, avec une vitesse réduite, si l'allumage est réalisé dans un mélange inflammable [135][136]. Aussi, bien que la charge soit stratifiée, tous le mélange peut être consommé.

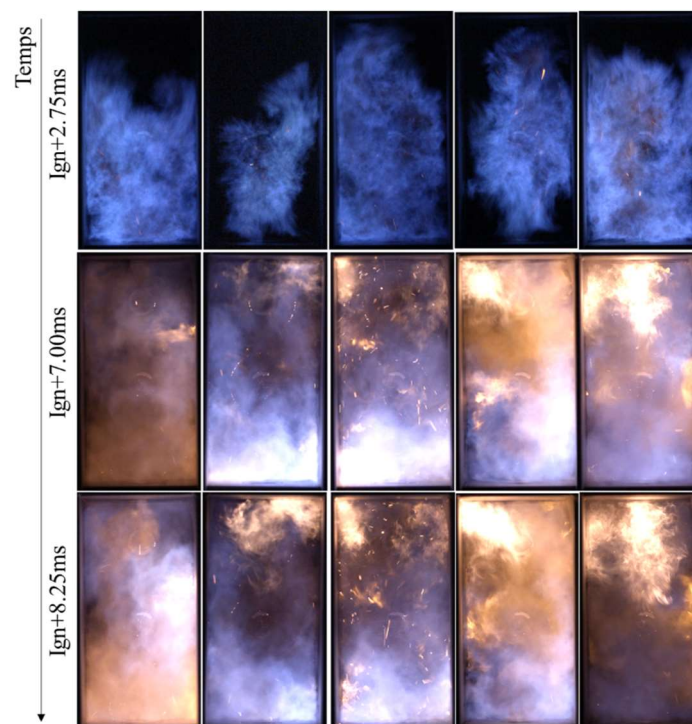


Fig. 4-9. Chimiluminescence à différents instants de plusieurs réalisations de cycles primaires ($OER = 0.87$, allumage à 19 ms).

Les visualisations mettent aussi en évidence une variabilité importante de cycle-à-cycle de la phase d'allumage, par exemple, sur la Fig. 4-10. La phase d'allumage, dont un indicateur de durée est le temps t_{0-10} , est celle qui requiert le plus de temps dans le cycle. Sur certains essais

une durée d'allumage jusqu'à 4 fois plus longue que la durée de la phase de propagation libre peut être observée (voir Fig. 4-10).

Pour finir, un tel type de chambre de combustion devra fonctionner à fréquence élevée et donc avoir recours à des allumages précoces similaires à ceux testés dans notre configuration. Pour un système d'allumage donné, on a pu montrer que des vitesses locales élevées et une turbulence intense sont favorables à une combustion rapide mais que ces mêmes vitesses d'écoulement affectent fortement la fiabilité de l'allumage. Comprendre et caractériser l'origine de la réussite d'allumage est donc critique au design de ce type de chambre. Dans la partie suivante, plusieurs analyses sur les ratés d'allumage sont proposées, sur la base de mesures PIV simultanées et statistiques.

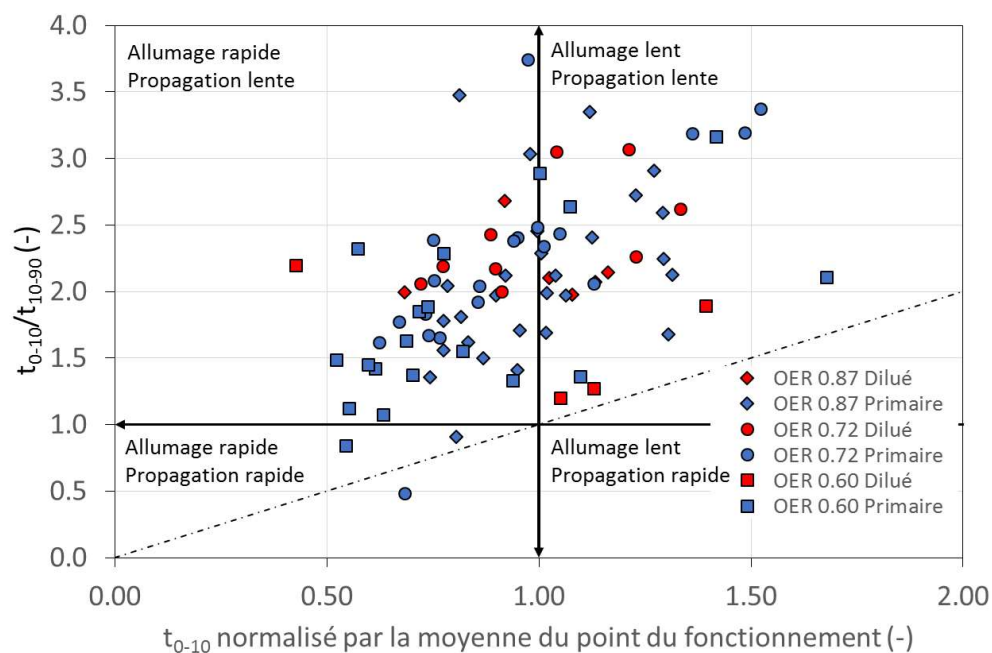


Fig. 4-10. Variabilité cyclique de la durée de propagation (t_{10-90}) relative à la durée d'allumage (t_{0-10}).

4.1.4. Conclusion sur l'influence de stabilité cyclique sur la phase de propagation

La combustion ayant une durée finie, l'avance à l'allumage est nécessaire pour réduire à la fois la durée du cycle et la durée de combustion. On montre que pour les allumages précoces, la réussite de cycle diminue fortement avec la richesse et la dilution. A ces instants d'allumage (17.5 - 19 ms), la turbulence est intense et affecte fortement la propagation de flamme, en cycle primaires comme en cycle secondaires. L'analyse de régime de combustion montre que dans ces conditions l'interaction flamme-turbulence est de type flamme plissée-épaissie avec extinctions locales. Ces extinctions sont observées et confirmées sur les chimiluminescences. Lors d'un allumage réussi, le développement du noyau est aussi fortement affecté et l'on observe une fluctuation de cycle-à-cycle assez large de cette durée, de près d'un facteur 3, et ce indépendamment de la richesse ou de la dilution du cycle. Dans la suite, l'analyse de la sensibilité de la réussite d'allumage à l'aérodynamique locale est discutée.

4.2. Influence de la richesse et de l'écoulement local sur la probabilité d'allumage

4.2.1. Notion d'énergie minimale d'inflammation

L'allumage est un phénomène instationnaire et très ponctuel pour lequel il est difficile de résoudre toutes les échelles temporelles que ce soit expérimentalement ou numériquement. En effet, ce dernier induit des variations importantes des propriétés thermodynamiques du milieu sur trois ordres de grandeurs temporels (ns-ms) et présente une physique extrêmement riche (plasma, mécanique des fluides réactive). L'allumage par décharge électrique est relativement bien documenté, et une description phénoménologique approfondie se basant sur le travail expérimental de Maly et al. [82] en est donnée au Chapitre 2.2.3. Dans un fluide réactif au repos, la sensibilité de l'allumage à sa composition et température est usuellement associée à une valeur d'énergie électrique minimale d'inflammation limite (*minimal inflammation energy* ou MIE) qui peut être approchée analytiquement selon un certain nombre de méthodes [137, Ch. 5][138][139]. Ces expressions analytiques ne permettent que d'obtenir un ordre de grandeur de l'énergie et la MIE est encore une quantité qui nécessite d'être mesurée expérimentalement. Cette mesure est généralement réalisée avec un système d'allumage capacitif standardisé [140]–[143] ou par allumage laser (voir [144][145]). Indépendamment de l'allumeur utilisé, seule une fraction de cette énergie déposée contribue à l'allumage à travers la chauffe et la dissociation du mélange [82]. Pour une valeur de l'énergie électrique croissante, la probabilité d'allumage n'est pas une discontinuité singulière. En effet, il existe lors des mesures de MIE, une bande d'énergie pour laquelle on observe à la fois une réussite et des ratés d'allumage [144], [146][18][143] (voir Fig. 4-11).

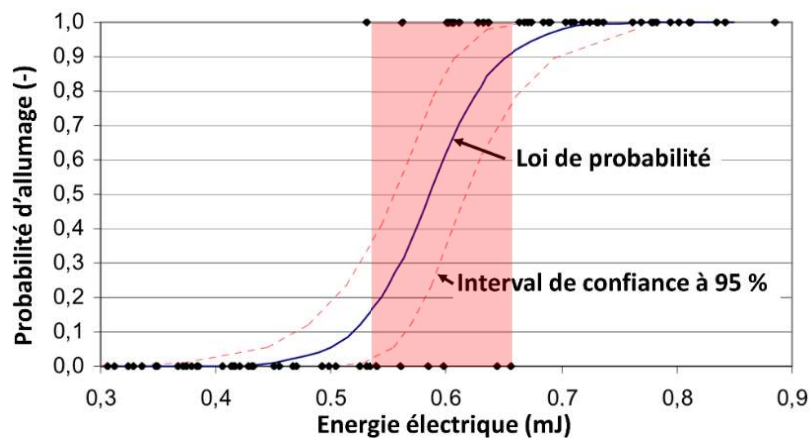


Fig. 4-11. Probabilité d'allumage d'un mélange propane-air (5.2 % en volume de propane soit $ER=1.3$) aux conditions normales de pression et température atmosphériques. La zone de recouvrement de réussite et d'échec est surlignée en rouge (adapté de [143]).

Pour analyser la probabilité d'allumage, la distribution de point obtenues à l'issue de N expérience est généralement associée à la loi de probabilité cumulée d'une loi de type logistique (voir méthodologie dans [139] ou [18]). La MIE est alors attribuée à la valeur à X % de cette densité de probabilité, généralement 50 %. La bande de recouvrement statistique s'explique d'une part, par l'incertitude de mesure associée (énergie déposée, aérodynamique résiduelle, détection de l'allumage) et d'autre part, par le caractère stochastique manifeste d'une partie du processus

d'allumage, e.g. le positionnement de la décharge électrique, les pertes thermiques aux électrodes, l'aérodynamique et celle induite par la décharge [142], [146], [147].

Etant donné un mélange, par exemple propane-air, la MIE est fortement dépendante de la composition, i.e. richesse, dilution. L'énergie minimale d'inflammation présente un minimum en fonction de la richesse et des valeurs asymptotiques que l'on définit comme des limites d'inflammabilité hautes et basses en richesse (voir Fig. 4-12). Ces limites dépendent aussi de la température et de la pression (voir Fig. 4-12) et des pertes thermiques qui peuvent avoir lieu pendant le dépôt, par présence d'électrodes [148]. Pour un mélange de propane-air, Kono et al. [149], montre qu'avec un allumeur capacitif, l'énergie minimum en écoulement dépend fortement du diamètre des électrodes et de la distance inter-électrodes (*gap* en anglais). Par exemple à $ER = 0.7$ et conditions atmosphériques de pression et température, pour des électrodes de 0.8 mm de diamètre et un *gap* de 1.5 mm, l'énergie minimum passe de 15.4 mJ pour une vitesse de 4.2 m/s, à 24.6 mJ pour 9.3 m/s. Aussi, dans notre étude, la même bougie (diamètre 2.4 mm) et le même *gap* (1.0 mm) est conservée pour toutes les conditions d'acquisitions.

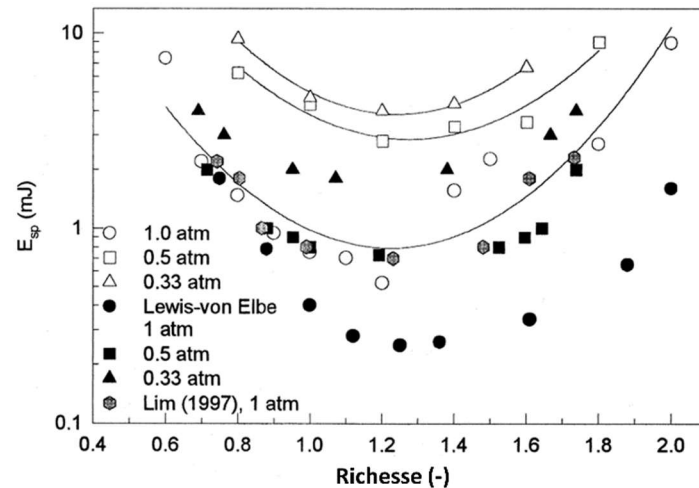


Fig. 4-12. Evolution de l'énergie d'allumage en fonction de la richesse, pour différentes pression (mélange propane-air) (adapté de [150])

Les pertes peuvent aussi être de nature convective par la présence d'écoulement pendant l'allumage qu'on détaille ci-après.

En présence d'un écoulement de vitesse moyenne non-nulle, le transport du noyau d'allumage augmente l'énergie nécessaire pour assurer l'allumage [118], [119]. Notamment, Baum et Poinot établissent par DNS 2D réactive (loi d'Arrhénius), des domaines d'inflammabilité en écoulement délimités pour par rapports aux rapports normalisés de la vitesse moyenne de l'écoulement sur la vitesse de flamme dans un diagramme temps/puissance de dépôt de l'allumage normalisé par les valeurs temps de résidence/puissance de la flamme (voir Fig. 4-13).

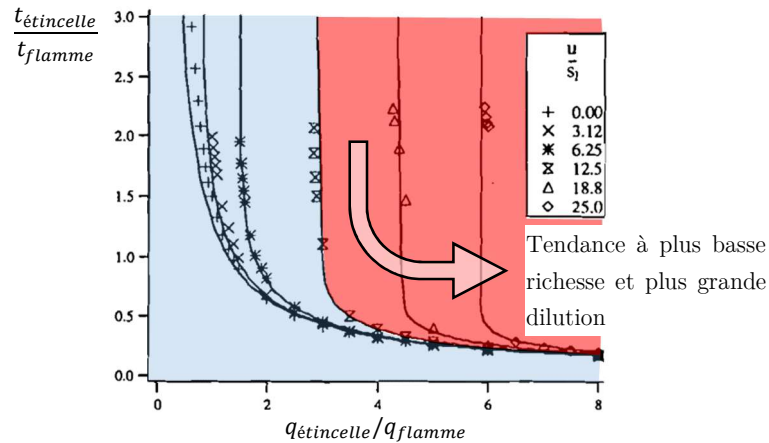


Fig. 4-13. Domaine d'inflammabilité délimité par les courbes de $t_{\text{étincelle}}/t_{\text{flamme}} = f(q_{\text{étincelle}}/q_{\text{flamme}})$ minimales pour différents rapports normalisés (u/S_u). La zone bleu correspond au domaine d'extinction pour $u/S_u = 6.25$ et la zone rouge, au domaine d'allumage réussi (adapté de [118]).

L'écoulement induit une perte convective qui doit être compensé par le dépôt d'énergie. L'apport d'énergie instantané doit donc être suffisant pour amener le fluide à une température qui permet la décomposition chimique dans le temps imparti au dépôt en compensant les pertes. La notion d'énergie doit donc être discutée séparément en termes de puissance et de temps de dépôt. L'estimation expérimentale des termes liés à l'étincelle ($t_{\text{étincelle}}$ ou $q_{\text{étincelle}}$) peut être rendue difficile notamment en condition d'écoulement. L'étincelle peut y être étirée [151] voire scindée et a la possibilité de se rétablir s'il reste suffisamment d'énergie dans le circuit. Cela a pour effet de raccourcir sensiblement les temps de décharge, e.g., 2.5 ms au repos pour ~ 1 ms en écoulement. L'écoulement a aussi pour effet d'augmenter la tension de l'étincelle (voir Fig. 2-16), et de produire un régime variable de décharge (multi-claquage) dont l'efficacité de transfert et la géométrie exacte du dépôt sont mal documentés et difficile à diagnostiquer car 3D. Qui plus est, les MIE relatives aux mélanges considérés (propane-air dilué) ne sont pas documentées dans la littérature.

Aussi dans la suite, on se propose de caractériser l'interaction entre le processus d'allumage et le champ de vitesse local expérimentaux obtenus par PIV d'abord via une corrélation avec la vitesse instantanée, puis, par une approche statistique.

4.2.2. Sensibilité de l'allumage aux mesures simultanées

Lors d'un allumage, la décharge électrique forme un canal ionisé dans lequel de l'énergie est transférée principalement sous la forme d'espèces ionisées et de chaleur. Cette chaleur et ces radicaux permettent d'amorcer les réactions chimiques et de générer une flamme et finalement un volume de gaz brûlés. On considère l'allumage réussi, si ce noyau de flamme initial se propage au reste de la chambre. Aussi, en conditions turbulentes, on peut distinguer plusieurs phases de l'allumage [147] : la génération du noyau d'allumage, du début à la fin du dépôt d'énergie par l'allumeur, la croissance autonome, i.e. sans apport d'énergie extérieur, et propagation du noyau d'allumage au reste du mélange.

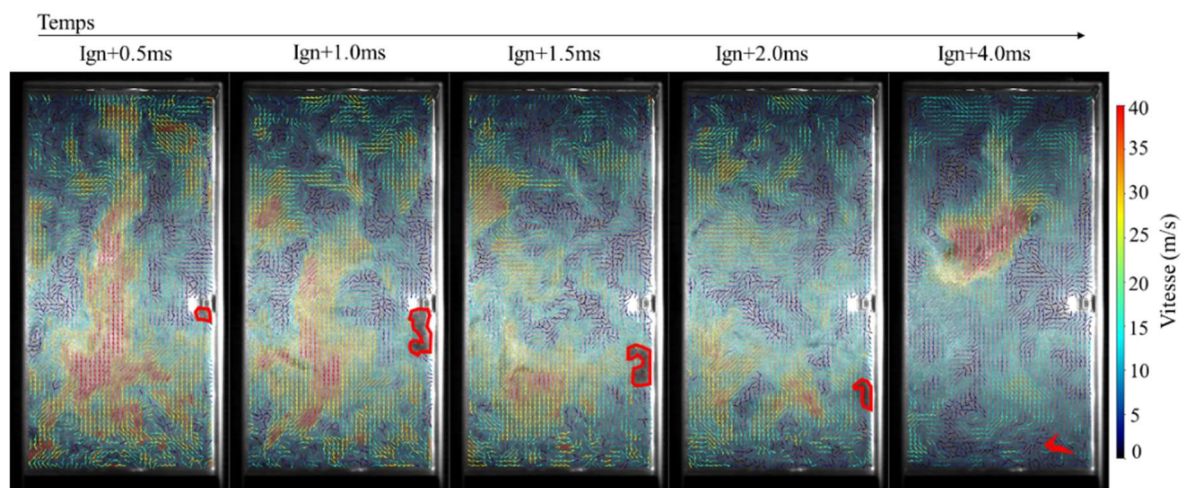


Fig. 4-14. Exemple de raté d'allumage observé en tomographie de Mie lors d'acquisition de PIV. Le champ de vitesse résultant de la PIV est superposé à l'image. Le volume de gaz brûlés associés au noyau de gaz brûlés générés pendant l'allumage est suivi alors qu'il est convecté et son contour est surligné en rouge.

Sur les visualisations de chimiluminescence directe, l'extinction, lorsqu'elle intervient, semble systématiquement se produire à proximité des électrodes (voir Fig. 2-16). Les acquisitions de PIV permettent de distinguer les gaz brûlés qui correspondent à une disparition de l'ensemencement. On distingue plusieurs cas : la formation de poches brûlées d'une dimension caractéristique de quelques millimètres qui se dissipent au fur et à mesure qu'elles se forment entre les électrodes ; la formation d'une poche de gaz qui est convectée et dissipée plus loin (dizaine de millimètres) dans l'écoulement. Les visualisations par chimiluminescence et tomographie de Mie, montrent que lors de tous les ratés d'allumage observés, l'extinction du noyau d'allumage a lieu alors que sa surface de flamme et la quantité de gaz brûlé associée est très petite (dimension caractéristique de 1 à 5 mm), soit quasiment pendant la phase de dépôt d'énergie (voir Fig. 4-14)

En écoulement pré-mélangé, l'existence d'une composante moyenne de vitesse non-nulle au niveau des électrodes, pendant le dépôt d'énergie, augmente l'énergie minimum nécessaire au succès de l'allumage, toutes choses étant constantes par ailleurs, e.g. temps de dépôt, propriétés du fluide (voir Fig. 4-13). Aussi, il est intéressant d'étudier la corrélation entre la vitesse à l'instant d'allumage et la probabilité d'allumage.

Influence de la vitesse instantanée à proximité de l'étincelle

A partir des données de PIV, une première étape dans l'analyse de la probabilité d'allumage est donc de discriminer la réussite en fonction de la vitesse instantanée pendant la phase de dépôt d'énergie. Pendant le remplissage, l'aérodynamique est structurée autour du jet d'air admis par le tube supérieur d'admission. A la fin du remplissage, l'aérodynamique se déstructure. Après le remplissage, on note d'importantes variations cycliques de la répartition et de la structuration spatiale de l'aérodynamique à grande échelle (Fig. 4-15).

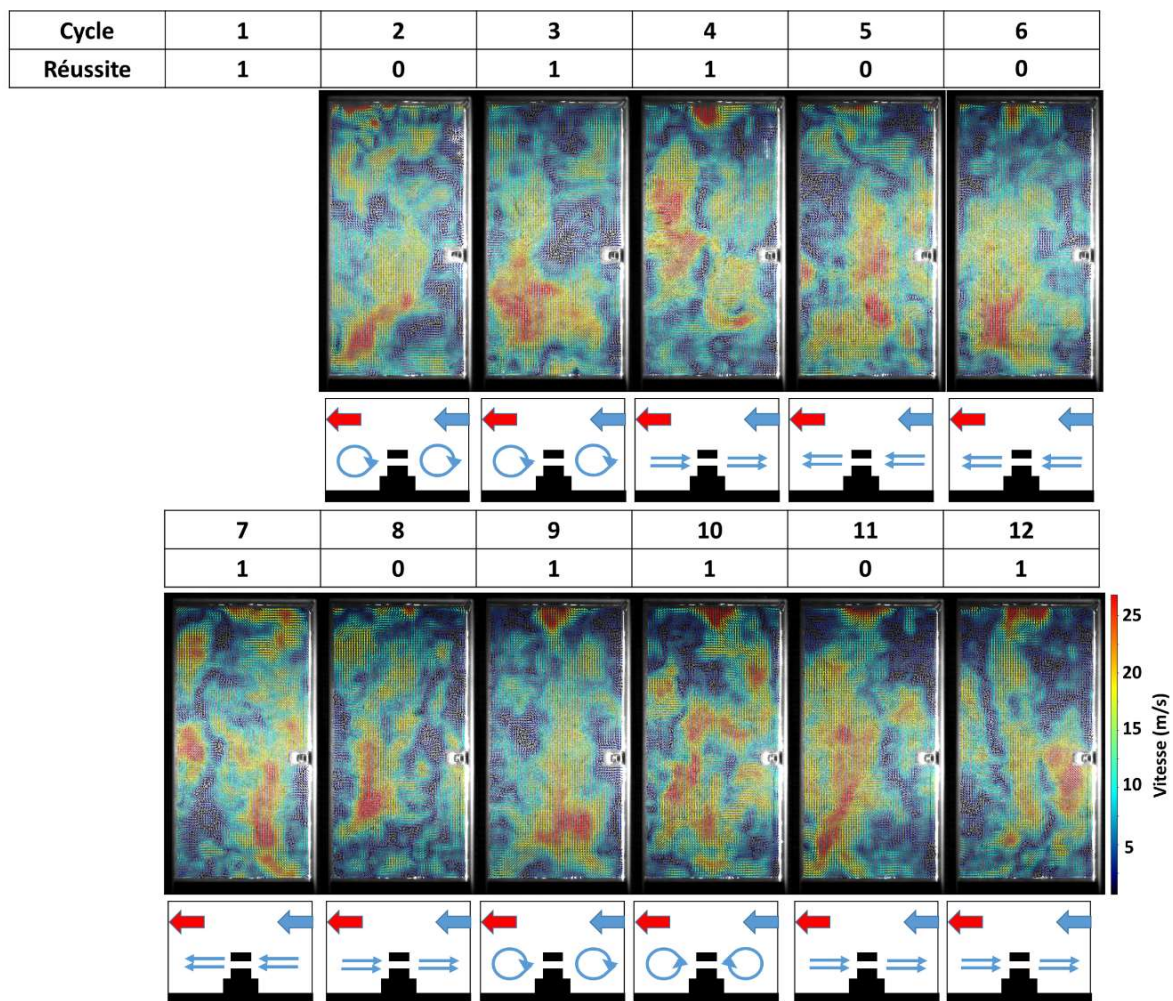


Fig. 4-15. Variabilité des champs de vitesse obtenus par PIV à l'allumage. La topologie de l'écoulement dans le plan de PIV, respective à chaque cycle, est schématisée en dessous. La flèche rouge correspond à la position de l'échappement et la flèche bleue, à celle de l'admission. Allumage à 21 ms, OER = 0.87.

Ces variations à grande échelle font varier notablement la topologie de l'écoulement à proximité des électrodes. Sur l'exemple de la Fig. 4-15, lors de la décharge du cycle 5, l'écoulement traverse le *gap* inter-électrode (~ 1 mm), alors que dans le cas du cycle 9, l'aérodynamique au niveau inter-électrode s'apparente à un point d'arrêt résultant de la présence de zones de recirculation de part et d'autre de la zone. De cycle-à-cycle, proche de la bougie, il existe ainsi clairement un changement de structure et d'intensité de l'écoulement.

Pour chaque cas d'allumage, on relève la vitesse de part et d'autre de la bougie sur deux zones rectangulaires de 1.8×3.6 mm (18 vecteurs dans chaque zone).

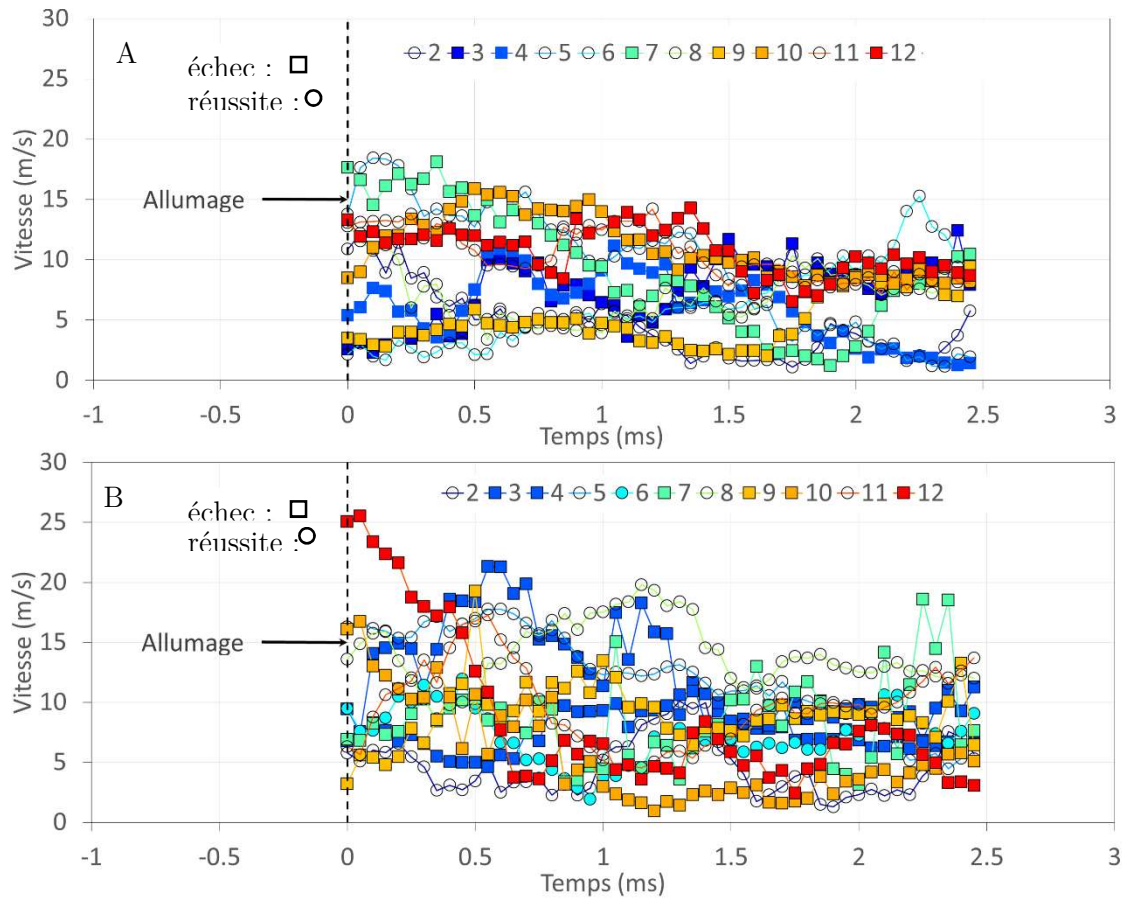


Fig. 4-16. Evolution de la vitesse moyenne dans une zone de 1.8×3.6 mm proche de la bougie côté admission (A) et échappement (B) des cas de la Fig. 4-15.

La vitesse évolue pendant la durée du dépôt ($\sim 1-2$ ms) (voir Fig. 4-16). Sur ces évolutions, on ne distingue pas de différence manifeste entre un raté que ce soit en tendance ou en amplitude. De manière plus systématique, on joint dans un seul ensemble les profils de chaque côté de la chambre et on construit un point de vitesse représentatif de l'allumage.

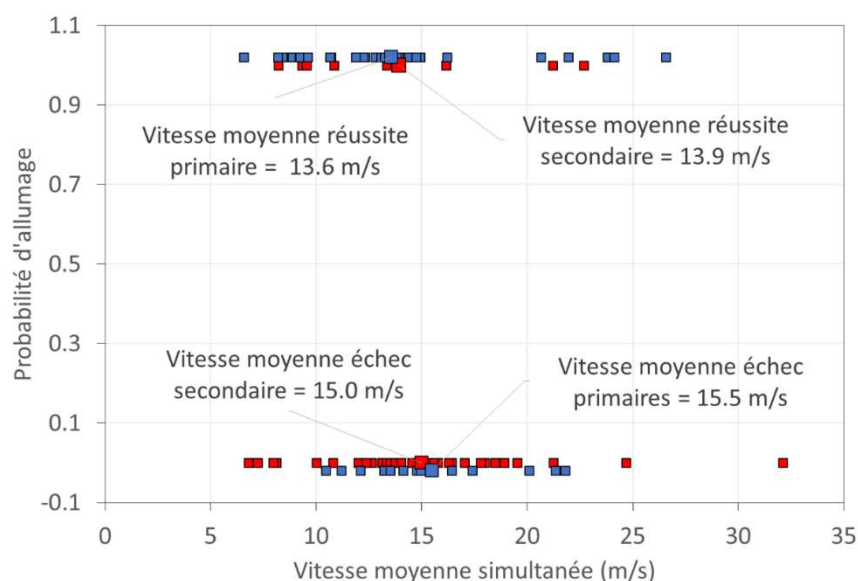


Fig. 4-17. Vitesse simultanée moyenne proche de la bougie mesurée lors d'une réussite/échec d'allumage à 19 ms, OER = 0.87. Les cycles primaires (bleus) sont légèrement décalés des cycles secondaires (rouges) sur l'échelle verticale pour plus de lisibilité.

La corrélation de cette vitesse moyenne à l'allumage ne montre pas de séparation marquée entre des réussites ou échecs à l'allumage et présente clairement une zone de recoupement (voir Fig. 4-17) similaire à ce qui peut être observé lors de mesures de MIE (voir Fig. 4-11). Pour les cycles primaires, comme pour les cycles secondaires, la vitesse au point d'allumage est en moyenne plus faible lors d'un allumage réussi que lors d'un raté. Cependant, la différence entre les deux vitesses reste faible (de quelques m/s). Ce résultat est similaire à celui trouvé sur une autre étude en allumage d'une flamme turbulente sur un brûleur non pré-mélangé [152], où leur auteurs soulignent la possibilité d'améliorer cette corrélation en calculant le taux d'étirement.

Influence du champ de richesse local

Par utilisation de l'injection directe, le champ de richesse présente des hétérogénéités, notamment en cas de forte avance à l'allumage (voir Fig. 3-10 entre 18 ms et 32.5 ms), qui peuvent impacter l'allumage. L'énergie nécessaire à l'allumage est manifestement sensible à la richesse locale (voir Fig. 4-12). Au repos, en conditions atmosphériques, l'énergie minimum d'allumage montre une sensibilité importante à la richesse proche des limites d'inflammation, notamment en mélange pauvre. Par exemple, en mélange propane-air, à conditions atmosphériques de pression et température, la MIE est d'environ 1 mJ à ER = 1.0 et augmente jusqu'à 2.5 mJ à ER = 0.7 et 8 mJ à ER = 0.6 [153][150].

Des cycles de LES réalisées, on peut extraire une richesse spatiale moyenne proche du point d'allumage. Cette moyenne est calculée sur une sphère de 3 mm de diamètre représentative de la zone d'influence à proximité de la bougie. Il est clair que le calcul sur un nombre limité de cycles ne saurait permettre d'obtenir une moyenne d'ensemble entièrement convergée et fiabilisée. De plus, les valeurs locales calculées par LES ne sauraient se substituer à une mesure simultanée. Cependant, les cycles calculés mettent en évidence le même comportement sur le mélange proche

du point d'allumage. Passé 18.75 ms, les amplitudes de fluctuations de richesse locale sont amorties en espace et en temps, et la moyenne spatiale de la richesse est quasi-constante en particulier après 22 ms ou son écart type devient minime (voir Fig. 4-18).

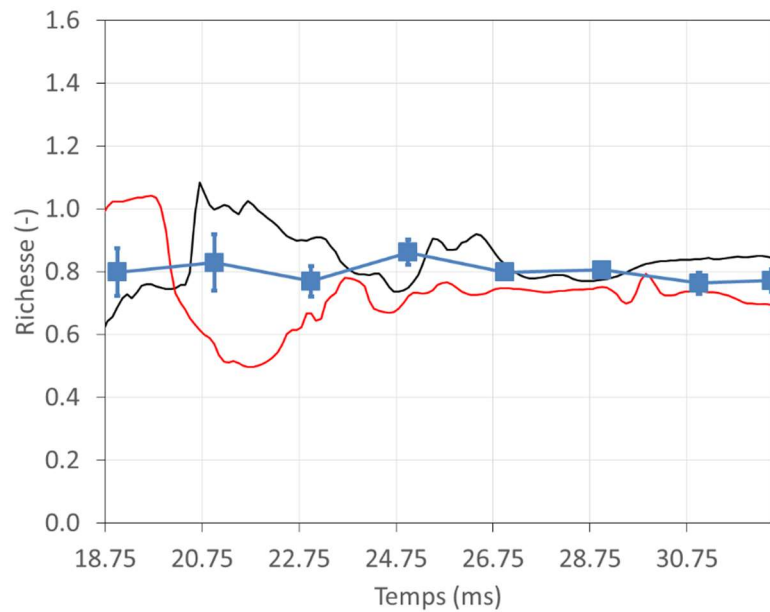


Fig. 4-18. Variation de la richesse spatiale en une maille au point d'allumage, et en moyenne spatiale locale (sphère de 3 mm de diamètre) sur plusieurs cycles LES en fonction de l'instant d'allumage. Les barres correspondent à la RMS spatiale associée au calcul de la moyenne sur la sphère.

4.2.3. Corrélation statistique à une vitesse caractéristique de mélange

On propose dans la suite d'étudier la corrélation de la réussite d'allumage, non plus en valeur simultanée, mais à des distributions statistiques de vitesse sur l'ensemble des cycles. Pour ce faire, on construit, sur des mesures réalisées sur 80 cycles issus d'acquisitions réactives, pour un allumage à 32.5 ms, OER = 0.87, les distributions de probabilités de vitesse cumulées proche du point d'allumage (Fig. 4-19) pour les instants allant de 17.5 ms à 32.5 ms. Etant donné l'allumage dans un cycle à un instant donné, cette distribution associe à une vitesse V proche du point d'allumage, la probabilité que la vitesse soit inférieure à cette vitesse V .

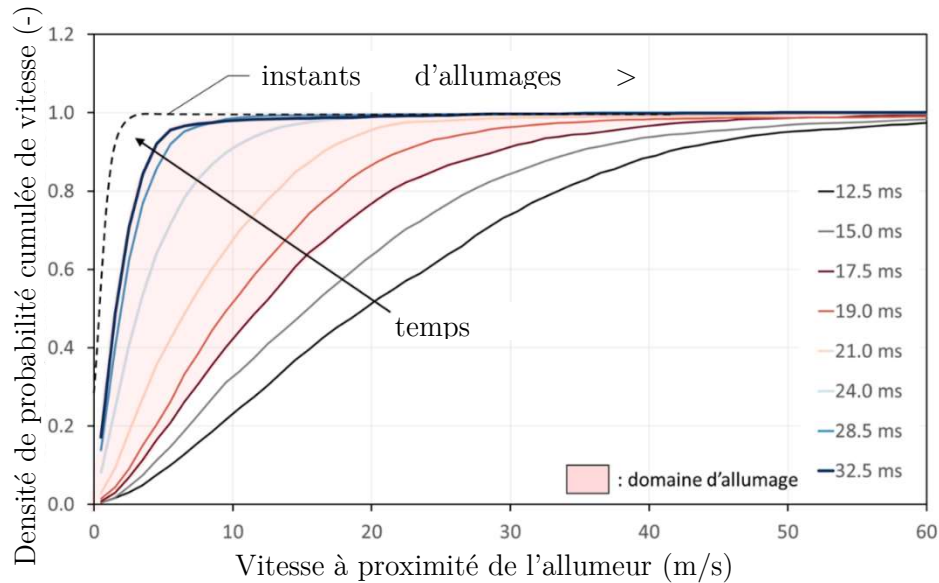


Fig. 4-19. Densité de probabilité cumulée de vitesse proche du point d'allumage pour différents instants (12.5 ms - 32.5 ms). Le domaine d'allumage est surligné en rouge clair.

A chaque instant d'allumage, une richesse globale et une dilution (cycles primaires/cycles secondaires) correspond aussi une réussite d'allumage (voir Fig. 4-3). Pour chaque instant d'allumage, et pour quatre conditions de mélange global (cycles primaires/secondaires et OER = 0.60/0.87), on rapporte la vitesse limite associée à la probabilité d'allumage moyenne (voir Fig. 4-20). Dans ce type de chambre, une fois l'admission fermée, la décroissance de la vitesse est similaire à celle de la turbulence (voir Fig. 4-1). Vitesse et turbulence sont statistiquement corrélées ce qui justifie l'utilisation de la vitesse comme unique indicateur de vitesse proche de l'allumage. Les points pour lesquels la probabilité d'allumage est trop proche de 100 % sont exclus de l'analyse, notamment pour les instants d'allumage les plus tardifs, par manque de sensibilité de leur fonction de probabilité cumulée respectives.

Cette analyse montre que pour chaque condition de mélange rapportée, il semble exister une limite en vitesse similaire à tous les instants d'allumage dont la valeur moyenne est rapportée dans la Table 4-3. Cette vitesse limite augmente avec la richesse du mélange et diminue avec l'augmentation de la dilution. Ce comportement est consistant avec la sensibilité de l'allumage discutée précédemment en Section 4.2.

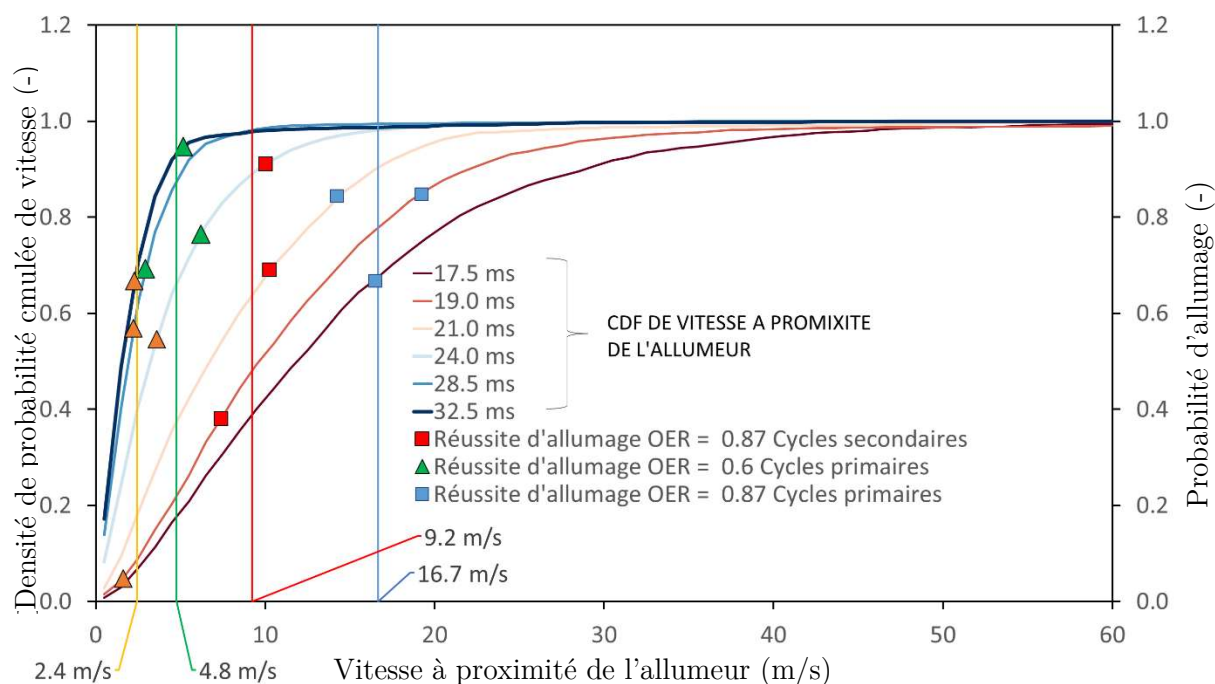


Fig. 4-20. Intersections des probabilités d'allumage superposées à leur CDF de vitesse respective. Pour richesses 0.6 et 0.87.

Table 4-3. Limite statistique moyenne en vitesse pour un OER = 0.6 et 0.87 en cycles primaires et cycles secondaires. Pour les cycles primaires, on donne le majorant de la dilution estimé par OD (inférieure à 12 %).

OER	0.6		0.87	
RBG Dilution (%)	12>	28	12>	28
Vitesse (m/s)	4.8	2.4	17.1	9.3

La dispersion des valeurs de vitesse peut s'expliquer en partie par l'existence de variations de richesse locale en moyenne dans le temps et de cycle-à-cycle (Fig. 4-18) et par le nombre limité de point pour une approche pleinement statistique. Qui plus est, la richesse et les dilutions renseignées sont les valeurs globales qui ne correspondent pas aux locales effectives pendant l'allumage (voir Fig. 4-18). Pour préciser les tendances observées, ces expériences devraient être reproduites en injection de pré-mélange, ou avec détermination des propriétés locales à l'allumage, pour séparer complètement les effets de richesse des effets de vitesse³⁴. Ce résultat de corrélation a des implications en ce qui concerne la prédiction du succès moyen d'allumage. Ce résultat signifie que pour une condition de mélange réactif donné (richesse/dilution), et connaissant la vitesse statistique limite associée à ce mélange, la seule connaissance de la distribution d'ensemble de la richesse pendant le remplissage est suffisante pour prédire la probabilité d'allumage

³⁴ Des essais préliminaires pour réaliser un pré-mélange dans le réservoir d'admission ont mis en évidence des difficultés d'obtenir un mélange répétable, après un remplissage en pression partielle, sur plusieurs séquences notamment à cause du tuyau d'admission. Qui plus est, les temps de diffusion théorique sont prohibitifs (1-2 jours) pour la réalisation d'une statistique.

réussi ; ce type de distribution pouvant être calculé assez simplement par simulation numérique de type URANS.

4.3. Conclusion

L'allumage est une phase clé du fonctionnement d'une chambre de combustion à volume constant. En effet, celui-ci doit être assuré à chaque cycle pour permettre la consommation de la charge réactive injectée dans la chambre. L'échec d'un allumage, résulte non seulement en une perte de puissance directe, mais peut aussi déséquilibrer le fonctionnement d'autres organes de la machine comme la turbine. Cet échec peut aussi induire des fluctuations importantes de cycle-à-cycle en affectant la préparation du mélange. Dans un fonctionnement sans balayage, on a montré que cette variabilité cyclique est liée au premier ordre à la variation de la dilution en gaz brûlé résiduel du mélange et à la vitesse locale.

La phase d'allumage se décompose en deux étapes : formation d'un noyau d'allumage soutenu par un dépôt d'énergie local (par exemple allumage électrique/laser), croissance et propagation d'une flamme à partir du noyau autonome. Dans les cas étudiés, l'occurrence d'un échec d'allumage a lieu quasi-systématiquement pendant la première phase. Lors de cette phase, le dépôt d'énergie doit être en adéquation avec la vitesse et la composition locale pour permettre la formation d'une flamme.

Aussi, la caractérisation du raté d'allumage a été réalisée en deux temps. La réussite à l'allumage a été d'abord conditionnée en fonction de la vitesse mesurée de manière simultanée à proximité de l'allumeur. Ces résultats ne permettent pas d'aboutir à un critère fiable et universel de conditionnement de la réussite d'allumage. Dans un second temps, on a montré que pour un mélange donné, il existe une corrélation statistique entre une vitesse statistique limite et la probabilité d'allumage moyenne. Connaissant la vitesse statistique limite associée au mélange local à l'instant d'allumage et la distribution de vitesse locale d'ensemble, ce résultat, utilisé à l'inverse permettrait de prédire la réussite d'allumage, la distribution pouvant être calculée par simulation URANS.

Vis-à-vis des performances obtenues, on montre que la durée de la phase d'allumage (t_{0-10}) est de 2 à 4 fois plus longue que la phase de propagation de la flamme dans la chambre (t_{10-90}). En effet, l'allumeur de type TCI utilisé en automobile produit un volume d'allumage d'une taille caractéristique similaire à la distance inter-électrodes. Ce noyau de petit volume est très sensible au transport turbulent dans l'écoulement, ce qui peut conduire à augmenter aussi cette durée. Une solution pourrait être d'explorer d'autres méthodes d'allumage produisant un noyau de plus grand volume, comme l'allumage par jet de gaz brûlé ou encore en utilisant des allumeurs innovants, par exemple de type radiofréquence couplé à des micro-ondes [154].

Chapitre 5

Influence des conditions aux limites en pression et température sur le cycle CVC

Sommaire

5.1.	Injection directe de n-décane liquide.....	177
5.2.	Phénoménologie du processus CVC dans le cas de l'injection directe liquide.....	178
5.3.	Influence de la contrepression d'échappement.....	181
5.3.1.	Influence de la contrepression sur la dilution en gaz résiduel.....	181
5.3.2.	Effet de la dilution en gaz résiduel sur le bilan énergétique du cycle.....	184
5.3.3.	Optimisation expérimentale du bilan énergétique de cycle.....	186
5.4.	Extrapolation du bilan énergétique de cycle	189
5.4.1.	Influence du degré d'adiabaticité sur l'état thermodynamique du résiduel.....	189
5.4.2.	Influence de l'échappement et de la température de paroi	192
5.5.	Conclusion	198

5. Influence des conditions aux limites en pression et température sur le cycle CVC³⁵

L'optimisation d'une turbomachine nécessite un compromis entre les différentes cartographies de performances de ses composants, i.e. compresseur, chambre de combustion, turbine, sur un point de fonctionnement donné. L'utilisation directe de composants de turbomachine (compresseur ou turbine) actuellement très bien optimisés en régime stationnaire peut ne pas être pertinente compte tenu de leur efficacité réduite en utilisation instationnaire [43]. Ce constat a déjà été observé par le passé lors de la mise en place de système turbocompressé sur les MACI [43]. Une des solutions existantes et largement développée sur ces système de conversion d'énergie est la réduction des fluctuations de l'écoulement liés à son aspect pulsatoire en sortie de chambre de combustion, via l'utilisation de plénum de volume adéquat, ou de systèmes dit de pulse converter similaires aux dispositifs d'augmentation de poussée dits ejector [48]. Ces méthodes permettent de générer en entrée turbine des MACI une condition aux limites quasi-isobare.

Les turbines actuelles sont sensibles à un certain nombre de paramètres et notamment au rapport de détente, i.e. rapport de pression amont/aval (P_4/P_5). L'efficacité d'une turbine axiale ou radiale est une fonction croissante de ce rapport de pression (voir Fig. 4.15 et Fig. 5.36 de la ref. [43] et [50, Ch. 6.8.4], Fig. 6-51 et 6-52) et l'on préférera généralement utiliser la turbine à un rapport de pression amont/aval pour lequel l'écoulement au distributeur haute pression est bloqué.

La pression moyenne P_4 imposée en sortie de chambre est donc un paramètre de conception vis-à-vis de la turbine, et il est donc significatif d'établir la sensibilité du fonctionnement de la chambre de combustion vis-à-vis de ce paramètre.

Dans la suite, la sensibilité à la pression d'échappement P_4 aussi notée p_{ex} est étudiée en configuration d'injection directe de n-décane.

³⁵Le contenu de ce chapitre a fait l'objet d'une présentation à la conférence Active Flow and Combustion Control (19-21/09/2018 à Berlin et d'une publication *peer-reviewed* dans Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design sous le DOI 10.1007/978-3-319-98177-2_14 [182].

5.1. Injection directe de n-décane liquide

Les résultats rapportés jusqu'à présent, dans les Chapitres 3 et 4, portaient sur un mélange air-propane où le carburant est injecté directement dans la chambre sous phase gazeuse via 4 injecteurs (chacun d'un débit < 2 g/s). L'injection directe liquide est mise en place car plus représentative de l'application envisagée par les partenaires industriels. La combustion est un processus qui a lieu en phase gazeuse. Avec une injection directe d'un carburant liquide, le processus de formation du mélange est plus long puisqu'il présente une étape supplémentaire. Si le carburant est injecté sous forme liquide, ce dernier doit donc aussi s'évaporer pour se mélanger avec l'air et former ainsi un mélange inflammable.

Le carburant utilisé pour la variation paramétrique en pression d'échappement est le n-décane, alcane linéaire de formule brute $C_{10}H_{22}$. Pour une application aéronautique civile, les carburants de référence sont les Jet-A ou Jet-A1. Le Jet-A1 est composé de plusieurs centaines de composés hydrocarbonés et sa composition peut fluctuer avec le temps de stockage et la source d'approvisionnement. Ces fluctuations sont connues pour avoir un impact sur la reproductibilité des expériences [155]. Aussi pour éviter ce problème³⁶, il est d'usage d'avoir recours à des équivalents ou substituts, aussi nommés *surrogates*. Ces équivalents sont constitués d'un mélange de corps purs choisis pour reproduire certaines propriétés d'intérêt du mélange suivant l'objet de l'étude. Par exemple, pour une étude dédiée à l'atomisation du mélange, il s'agira de reproduire les propriétés de la phase liquide, i.e. masse volumique, viscosité, tension de surface, et du changement de phase, e.g. volatilité, courbe d'évaporation. Dans le cadre du programme CAPA, Le Dortz [18] propose une revue de différents *surrogates* de kérosène (Jet-A1, JP 8, etc) ainsi que des mesures des propriétés de flamme laminaire (vitesse, longueur de Markstein) et d'énergie minimum d'allumage en écoulement turbulent pour différents *surrogates* comparés à un Jet-A1 de composition moyenne $C_{10.51}H_{21.23}$. Ses mesures montrent que le n-décane est un *surrogate* mono-constituant simple du Jet-A1 et présente assez bien la vitesse de flamme laminaire, ce qui a justifié notre choix.

³⁶D'un point de vue toxicologique, les kérosènes présentent aussi dans leur composition des aromatiques reconnus comme potentiellement cancérogènes et leur utilisation en laboratoire nécessite des précautions supplémentaires.

5.2. Phénoménologie du processus CVC dans le cas de l'injection directe liquide

Le système d'injection liquide utilisé est détaillé précédemment au paragraphe 2.2.2 du Chapitre 2. Pour favoriser le mélange, l'injection est toujours faite pendant l'admission d'air. Un seul injecteur suffit pour atteindre la richesse cible, remplaçant ainsi les 4 injecteurs gaz employés précédemment. Le débit mesuré en statique est de 6.74 g/s. Pour obtenir une pression initiale de 4.0 bar, on injecte de 0.6 à 1.0 g d'air dans la chambre suivant la pression d'échappement. Pour obtenir la stœchiométrie, la quantité de n-décane à injecter est donc de 40 à 67 mg soit des durées d'injection de 6 à 10 ms.

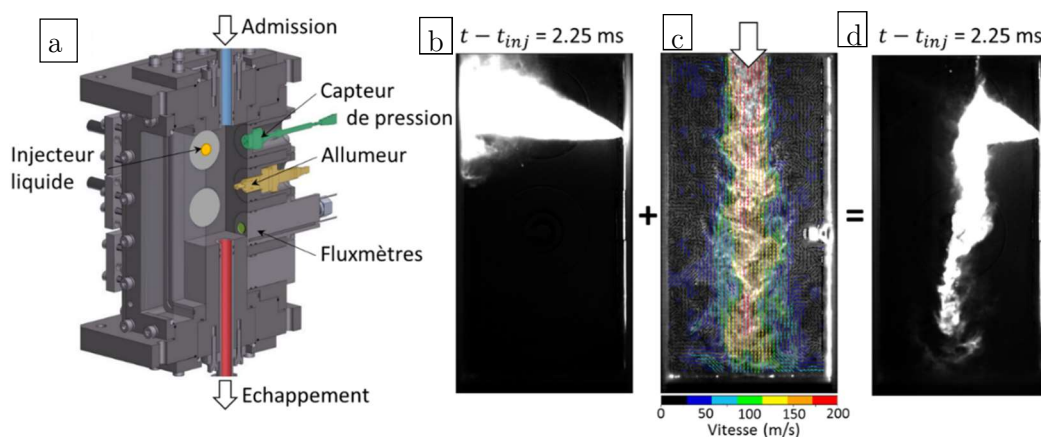


Fig. 5-1. Disposition de l'injecteur liquide dans la chambre (a) et visualisation en tomographie de MIE sans ensemencement en huile d'une injection au repos dans la chambre (b) et de l'interaction (d) lors de l'admission d'air avec l'aérodynamique (c).

Dans toutes les configurations présentées, l'injecteur est positionné proche du tube d'admission et l'angle de biais de 12° est positionné vers l'admission (voir Fig. 5-1). Le système d'admission (réservoir et ligne) et la chambre sont chauffés respectivement à 150°C et 130°C pour favoriser l'évaporation du n-décane. Pour les essais au n-décane, le volume d'échappement a été augmenté à 120 L. L'augmentation de pression d'échappement au fur et à mesure des cycles observée précédemment est alors négligeable sur 12 cycles successifs. La durée d'injection de carburant est variable et ajustée a priori à chaque cycle pour compenser la diminution de masse d'air injectée (corrections inférieures à 0.75 ms ou 10 % de la durée totale). Ce faisant, la richesse est constante mais la quantité d'énergie totale par cycle diminue très légèrement. Cette tendance imposée est confirmée par la mesure donnée par la sonde lambda.

Injecter pendant la phase d'admission permet de profiter de l'aérodynamique de remplissage pour préparer un mélange air-combustible aussi homogène que possible. Quelques acquisitions de PIV sont réalisées en injection liquide pour caractériser la nouvelle configuration. Les tomographies de diffusion de Mie associées permettent d'appréhender la phénoménologie du mélange air/gouttes dans la chambre pendant le remplissage. L'énergie du laser de PIV est réglée pour la mesure de vitesse sur l'ensemencement en huile, aussi, le spray de décane, beaucoup plus dense et constitué de gouttes plus grosses, sature la caméra utilisée en PIV (SA-Z, ~ 4000 niveaux de gris). Les vitesses élevées ($\sim 150 - 200$ m/s) du jet d'admission modifient donc fortement et brutalement la trajectoire des gouttelettes, empêchant l'impact du spray de carburant sur le

hublot en vis à vis (voir l'impact obtenu sans écoulement en Fig. 5-1.b). Une analyse analytique analogue à celle de Rudinger [156] permet d'estimer que le spray de carburant ne pénètre le jet d'air que sur $\sim 0.1 \text{ mm}^{37}$ (soit 1 % de sa dimension). Les gouttelettes sont donc transportées sur l'extérieur du jet et progressivement réparties dans toute la chambre (voir Fig. 5-2).

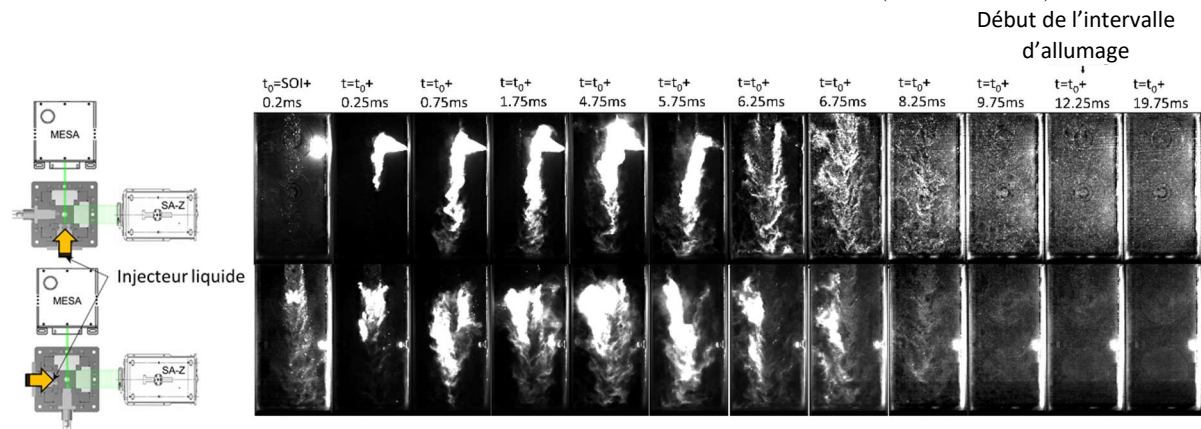


Fig. 5-2. Evolution temporelle de l'interaction du spray avec l'écoulement du début de l'injection jusqu'aux premiers instants d'allumage documentés.

A la fin de l'injection (5.75 ms sur la Fig. 5-2), le mélange est très hétérogène. Au début de l'intervalle d'allumage considéré dans la suite (donc à partir de 12.25 ms sur Fig. 5-2), la tomographie est relativement homogène et présente encore un signal de diffusion de Mie important, même sur les tomographies réalisées sans encensement en huile. Cela signifie que des gouttes de n-décane sont encore présentes dans toute la chambre et que ces dernières ne se sont pas complètement vaporisées. Au vu des fortes vitesses observées dans l'écoulement, le temps d'évaporation reste très difficile à estimer analytiquement. Ces gouttes correspondent probablement aux gouttes les plus grosses ($\sim 30\text{-}40 \text{ }\mu\text{m}$) présentes dans la distribution (voir Fig. 2-14)

³⁷ Le calcul suppose une masse volumique des gouttelettes de n-décane de 643 kg/m^3 prise à 403 K et 1 bar , une viscosité de l'air de $24.1 \text{ }\mu\text{Pa.s}$ (423 K et 1 bar). Sur la population de goutte mesurée par PDI, la pénétration moyenne varie de 0.15 mm à 0.07 mm pour des vitesses transverses imposées allant de 50 m/s à 200 m/s .

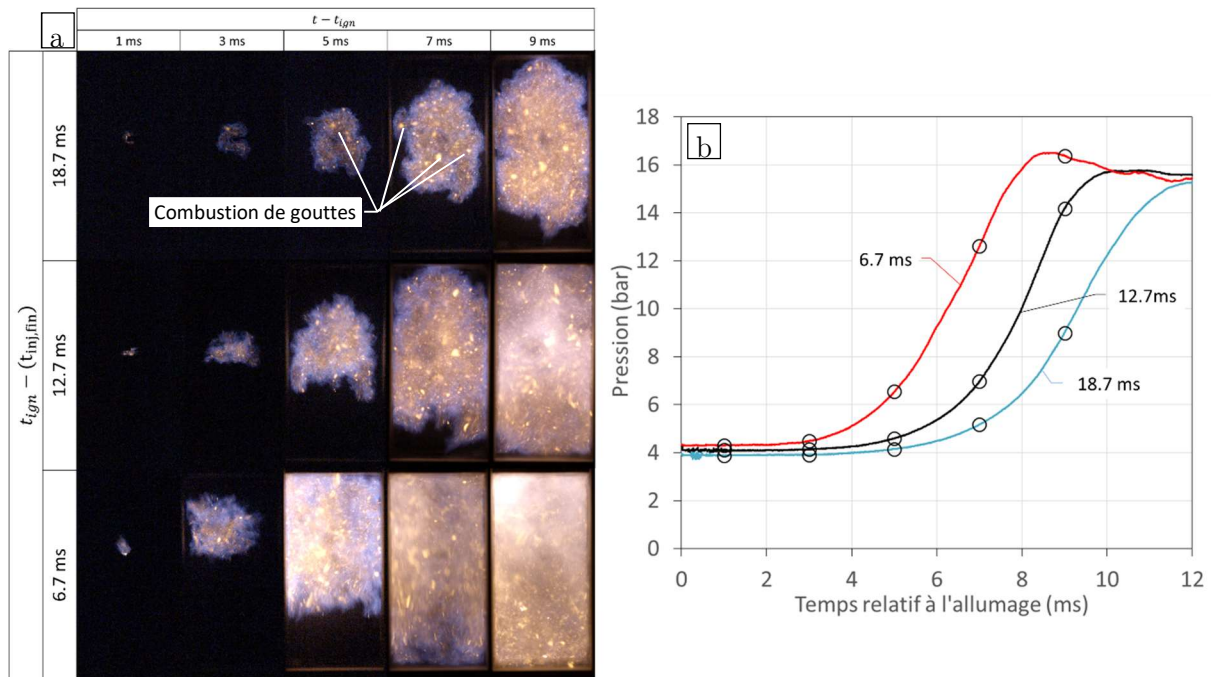


Fig. 5-3. Visualisations de la chimiluminescence de combustion en *n*-décane liquide pour des cycles secondaires correspondants à trois instants d'allumage différents (a) (exposition 125 μ s), $OER = 0.9$. Signaux de pression associés aux visualisations (b).

Les visualisations de chimiluminescence non filtrées (voir Fig. 5-3) confirment ce comportement et on peut observer au passage de la flamme, la formation de zones de couleur jaune qui sont indicatrices de la présence de suie, résultant d'une combustion d'un mélange localement en sur-richesse, et éventuellement à la présence de gouttes qui n'auraient pas encore été complètement vaporisées pour les délais les plus courts. Ces hétérogénéités sont aussi observées pour des temps d'attente plus longs (de 6.7 à 18.7 ms) entre la fin de l'injection et l'allumage. En effet, la proximité de gouttes de *n*-décane constitue des zones de sur-richesse, voire du carburant pur. Si le temps d'évaporation des plus grosses gouttes est supérieur au temps de propagation de la flamme, ces dernières ne vont finir de s'évaporer qu'après le passage de la flamme. On sera alors en présence d'une combustion partiellement diphasique produisant fortement des suies et des imbrulés.

Le passage en injection directe liquide *n*-décane change donc sensiblement la nature du mélange et de la combustion. Les visualisations directes de chimiluminescence montrent une flamme bleutée et constellée de zones jaunes qui suggère clairement la combustion d'un milieu partiellement pré-mélangé présentant des hétérogénéités de richesse à petite échelle ($\sim$ mm). Ces observations sont confirmées par la présence de signal de diffusion de Mie sur les tomographies réalisées proches des instants d'allumages.

5.3. Influence de la contrepression d'échappement

5.3.1. Influence de la contrepression sur la dilution en gaz résiduel

La présence d'une turbine en aval de la chambre, va restreindre l'écoulement en sortie de chambre, ce qui peut se manifester comme l'augmentation de la pression statique moyenne en sortie de chambre soit en amont du distributeur haute pression de la turbine. Dans cette section, on rapporte les résultats issus d'une première variation paramétrique de la pression d'échappement de 0.5 bar à 2.0 bar pour une pression initiale de remplissage constante de 4.0 bar et un OER également constant fixé à 0.9. La contrepression est intentionnellement limitée pour se prémunir de l'occurrence d'un auto-allumage spontané du mélange avant l'étincelle. Des résultats associés à ce comportement de cycle font l'objet du dernier chapitre de ce mémoire.

L'instant d'allumage (40 ms) est choisi de sorte à assurer une réussite de 100 % sur les cycles dilués sur toutes les conditions. Aussi la réussite ne sera pas discutée en détail dans la suite et les résultats présentés seront uniquement associés à des cycles secondaires.

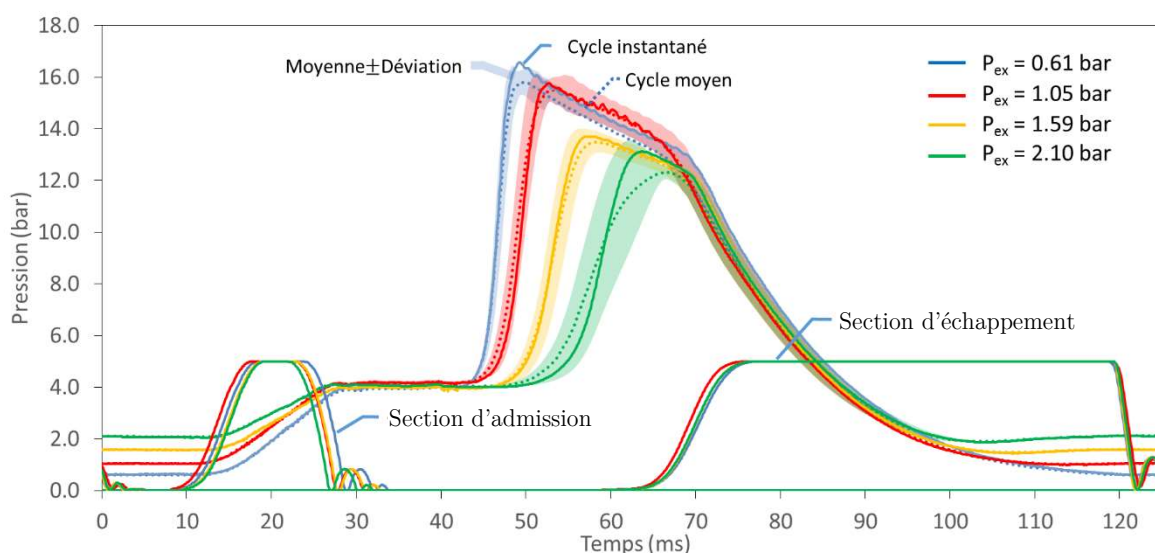


Fig. 5-4. Evolution du signal de pression en fonction de la pression d'échappement (0.5 à 2 bar) à OER = 0.9 et pression initiale 4 bar. Pour chaque condition figure un cycle instantané (trait continu), le cycle moyen (pointillés) et l'écart type d'ensemble (zone) sur 10 cycles adjoints au cycle instantané, et les profils moyens de section d'admission et d'échappement.

L'augmentation de la pression d'échappement a plusieurs effets visibles sur les signaux de pression (voir Fig. 5-4). Les cycles à plus basse pression (courbe bleu puis rouge) ont une pression maximale plus élevée, un temps de combustion réduit et une dispersion dont la valeur absolue est faible mais dont la valeur relative est similaire dans chaque condition, variant de ~9 à 14 %, voir Table 5-1 et Fig. 5-5)

Table 5-1. Propriétés moyennes et écart-type d'ensemble sur les séquences (une par condition) de la Fig. 5-4. L'écart-type sur la pression initiale n'est pas figuré et reste inférieur à 3 %.

P_{ex} (bar)	m_{air} (mg)	m_{fuel} (mg)	D_r (%)		T résiduel (K)		T_{ign} (K)	
0.61	841±55	51±3	15±1	-28%	466±9	-8%	433±4	-1%
1.05	807±52	47±2	21±1	0	506±7	0	436±2	0
1.59	648±31	38±2	31±2	+46%	543±14	+7%	449±2	+3%
2.10	570±23	35±1	40±2	+88%	553±20	+9%	456±4	+5%

p_{max} (bar)	t_{0-10} (ms)		t_{10-90} (ms)	
16.6±1.0	5.1±0.4	-25%	2.8±0.3	-28%
15.8±0.4	6.8±0.8	0	3.9±0.6	0
13.6±0.3	10.1±1.1	+49%	5.4±0.5	+36%
12.7±0.3	14.1±2.5	+108%	7.3±0.7	+84%

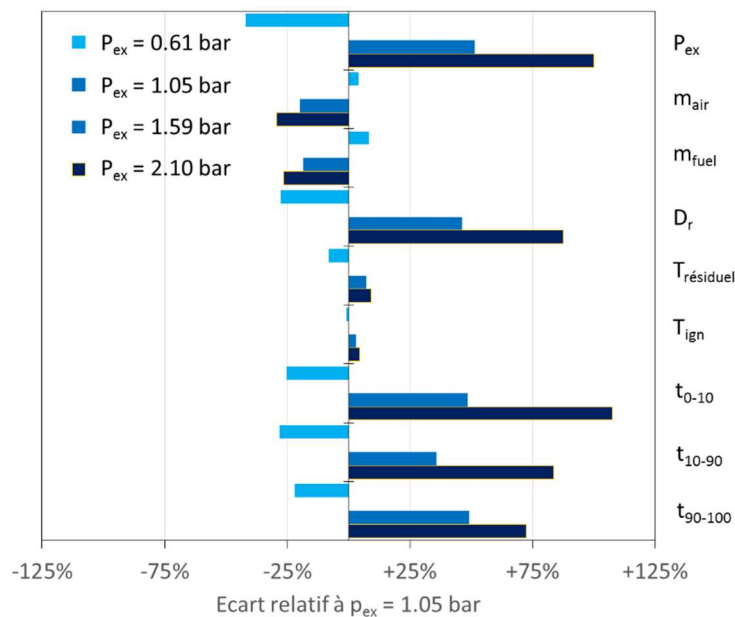


Fig. 5-5. Ecart relatif des propriétés de combustion (Table 5-1) par rapport aux propriétés à 1.0 bar.

Les caractéristiques de chaque condition présentes dans la Table 5-1 et la Fig. 5-5 sont obtenues via la modélisation 0D d'une séquence pour chaque condition. Dans la configuration étudiée, augmenter la pression d'un facteur 2 (de 1.05 à 2.1 bar) augmente de la dilution avec un facteur analogue 1.9 (de 21 à 40 %) mais n'augmente, dans notre chambre, la température du résiduel que de manière très limitée (+9 % au maximum, voir Fig. 5-5). Comme argumenté en partie 3.6, à une pression d'éjection donnée, la masse résiduelle est pilotée par la température du gaz résiduel (voir aussi Eq. (3-10)).

La température à l'allumage est inférieure à la température des résiduels du fait de la dilution par l'air de remplissage dont la température de 423 K (150°C) est inférieure à celle des gaz résiduels. La pression initiale de remplissage étant la même, à pression d'échappement plus élevée, moins d'air est donc injecté dans la chambre (-41 % entre 1.0 bar et 2.1 bar). L'effet de refroidissement par dilution devrait donc diminuer avec la pression d'échappement et l'écart entre les températures initiales devrait donc être plus important entre les différents cas. L'effet de dilution thermique est dans notre cas limité par l'augmentation des échanges de chaleur lors de la phase de remplissage et par l'effet de compression adiabatique par le remplissage lui-même comme déjà discuté précédemment. Au premier ordre cet effet dépend du rapport entre la masse injectée à la masse initialement présente dans la chambre. Pour rappeler l'ordre de grandeur de cet effet : dans le cas d'un remplissage adiabatique depuis le vide, le rapport entre la température finale et la température du gaz de remplissage est égal au rapport des capacités calorifique du gaz, γ (1.4 pour de l'air, soit 40 % d'augmentation).

L'effet de la dilution sur la combustion est sensiblement le même que celui mesuré précédemment (voir Chapitre 4). Pour rappel, en mélange propane-air (OER ~ 0.9 , $t_{\text{ign}} = 19$ ms) sur les cycles primaires et secondaires, où le rapport de dilution est au maximum³⁸ d'un facteur 2.6 et où l'écart relatif de température initial n'est que de 11 %, on mesurait un rapport de 1.6 entre le temps de combustion (t_{10-90}) primaire et secondaire. Avec du n-décane, pour un rapport de dilution similaire (2.7) et un écart relatif de température initial de 19 %, l'écart entre les temps de combustion est de 2.6. Un effet similaire est notable sur la durée de la phase de développement du noyau d'allumage (t_{0-10}).

³⁸ Comme argumenté au Chapitre 4, la dilution de cycle primaire n'est qu'une estimation maximale basée sur l'hypothèse d'un balayage avec mélange homogène.

5.3.2. Effet de la dilution en gaz résiduel sur le bilan énergétique du cycle

Les dilutions obtenues sur les points de fonctionnement sont importantes (jusqu'à 40 % en masse). Ces dilutions importantes sont expliquées par les bas niveaux de températures des gaz résiduels obtenus à la fin des cycles. Les échanges de chaleur avec les parois de la chambre, du début de la combustion à la fermeture de l'échappement, sont à l'origine de ces niveaux de température.

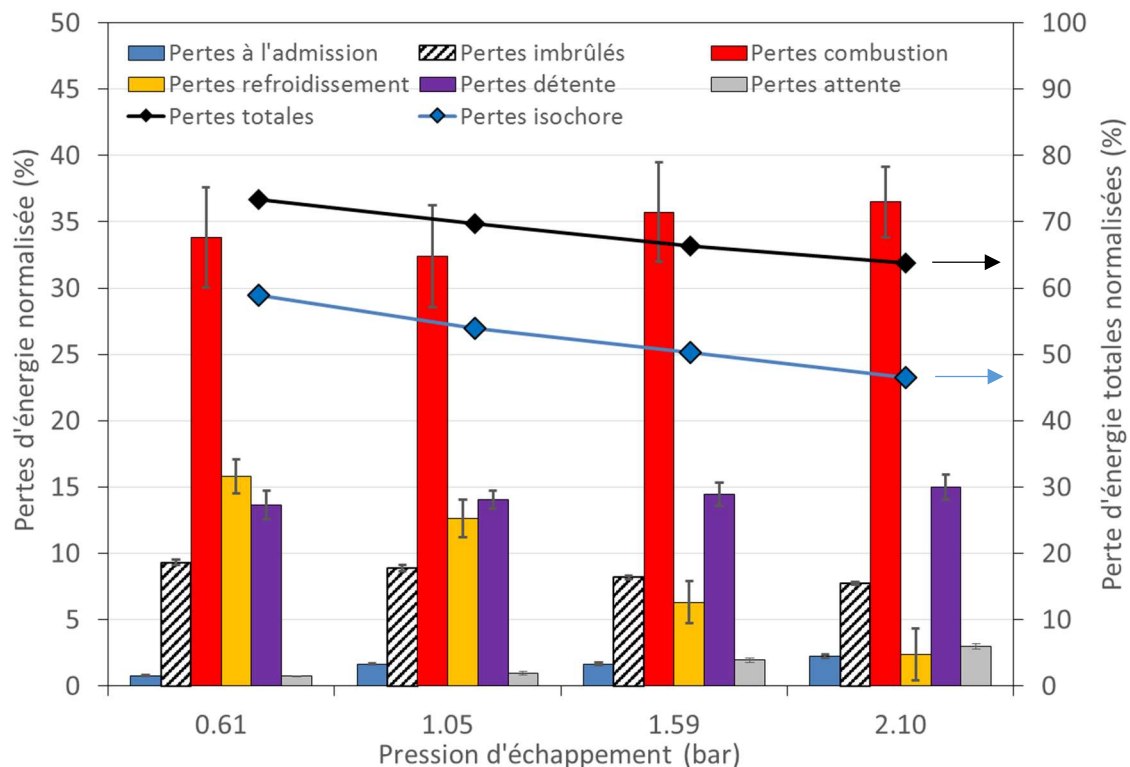


Fig. 5-6. Pertes thermiques moyennes et déviation d'ensemble pour chaque phase des cycles (séquences de la Fig. 5-4) et pertes totales et pertes isochores associées. Les valeurs sont en % de l'énergie totale associée à la masse de carburant injectée comme défini en Eq. 3.1.

Les pertes thermiques normalisées par phases sont extraites pour chaque cas (voir Fig. 5-6) :

- (i) Les pertes pendant l'admission sont de l'ordre de quelques pourcents.
- (ii) Les pertes de chaleur pendant la combustion sont sensiblement les mêmes d'une condition à l'autre, de 32 à 36 %, et sont similaires à celles obtenues en moteur à combustion interne où les températures de paroi sont maintenues aux environs de 120°C par le système de refroidissement du moteur [50, Ch. 12.3]. Durant la phase de combustion sont aussi associées des pertes liées à la masse imbrûlée (extinction en crevasses et parois) qui ont un effet identique sur la pression en fin de combustion.
- (iii) Les pertes par imbrûlés, estimées par le calcul 0D, diminuent avec la pression d'échappement, de 9.3 % à 0.6 bar à 7.7 % à 2.1 bar. En effet on considère que l'extinction dont les 2/3 sont liés aux volumes morts (crevasses) a lieu au maximum de pression, celui-ci diminuant avec l'augmentation de la pression d'échappement, les pertes par extinction sont donc plus faibles, la

masse volumique des gaz présents dans les crevasses étant plus faible. En rapport avec la discussion soulevée au Chapitre 3.3.1 (notamment Fig. 3.1.1-9) sur la forme de la flamme, il faudrait prendre en compte le fait que l'extinction a lieu pendant toute la phase de propagation, notamment à basse pression, et se donner une évolution de la distance de coincement en fonction de la pression pour mieux évaluer ces pertes qui devraient alors être sensiblement plus faibles.

(iv) La perte pendant la phase de refroidissement isochore comprise entre la fin de la combustion et le début d'ouverture l'échappement varie fortement avec la pression d'échappement, de 16 % à 0.6 bar réduite à 2 % à 2.1 bar. Comme souligné au paragraphe 4 du Chapitre 3, cette phase est sujette à optimisation et devra être réduite dans l'application finale. Les différences observées existent principalement pour plusieurs raisons : l'instant d'allumage a été fixé identique pour toutes les conditions, la combustion est plus rapide à plus basse p_{ex} , l'instant d'ouverture d'échappement est gardé constant. De fait, la durée à volume constant est clairement plus grande à basse p_{ex} d'où des pertes thermiques totale plus élevée.

Dans la configuration d'étude, la durée d'échappement est relativement longue notamment à cause de la section d'échappement de la vanne qui limite le débit d'échappement. Les pertes pendant l'échappement sont donc importantes et indépendamment de p_{ex} , d'environ 15 %. En effet, les conditions thermodynamiques (pression, température, masse volumique) à l'ouverture de l'échappement sont sensiblement identiques, ce qui induit les mêmes échanges thermiques aux parois. L'échappement terminé, à durée de cycle fixée, il existe un plateau d'attente à la pression d'échappement pendant lequel le gaz se refroidit. Cette phase est cependant à faible vitesse puisque l'échappement est fermé. Cette durée augmente avec la pression d'échappement car la pression finale, plus élevée, est plus vite atteinte. La perte durant cette phase augmente donc de 0.7% à 0.6 bar à 3 % à 2.1 bar.

Le fonctionnement du dispositif à basse fréquence, avec un échappement long (~ 2 fois la durée d'admission) et donc à la synchronisation non-optimisée, introduit donc des pertes qui participent à refroidir les gaz résiduels ce qui, après dilution au cycle suivant, ralentit la combustion.

5.3.3. Optimisation expérimentale du bilan énergétique de cycle

L'optimisation des pertes thermiques peut donc être réalisée en réduisant la durée de cycle et en ajustant le phasage temporel de l'échappement. Sur le dispositif et ces points de fonctionnement, l'optimisation est principalement limitée par la durée d'échappement (avec l'utilisation d'une unique vanne) et la capacité en avance à l'allumage pour assurer 100 % de réussite. On se propose sur le cas à 1.0 bar, d'optimiser ces deux éléments. L'allumage est avancé à 31.0 ms (de 9 ms par rapport à précédemment) et la fréquence de cycle est augmentée à 10 Hz (voir Fig. 5-7) contre 8 Hz auparavant. L'ouverture de l'admission est positionnée de sorte que la combustion soit à volume constant sur la plupart des cycles, ce qui se manifeste par les oscillations visibles sur les deux courbes. L'ouverture complète de l'échappement dure ~10 ms aussi l'optimisation proposée présente une courte phase de refroidissement (D) de quelques millisecondes.

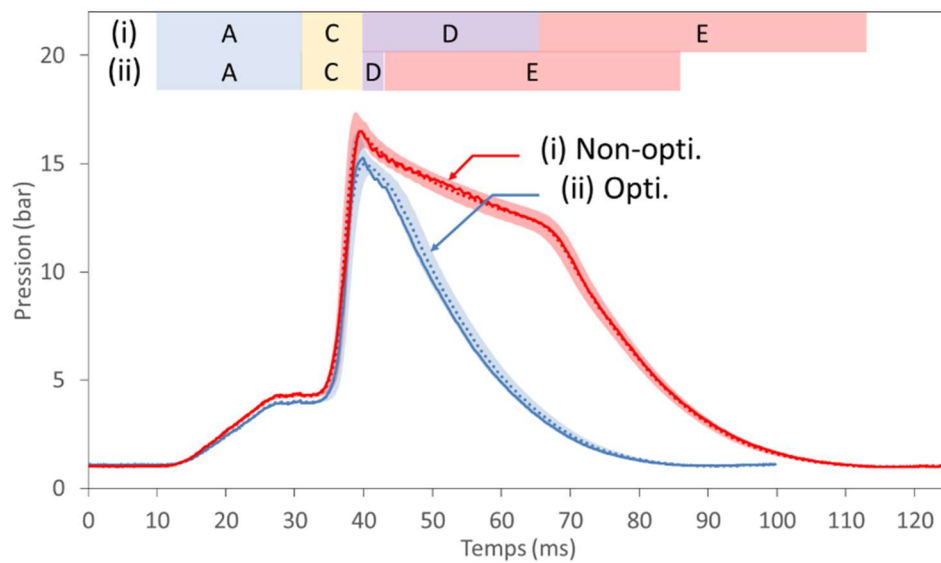


Fig. 5-7. Cycles moyens (pointillés), écart-type d'ensemble (zone transparente) et cycle instantané pour un cas optimisé (bleu) et un cas non optimisé (rouge). Les phases (A-E) pour chaque condition figurent en bandes au-dessus.

Table 5-2. Propriétés moyennes et déviation d'ensemble des séquences non-optimisée et optimisée associées à la Fig. 5-7

Cas	m_{air} (mg)	m_{fuel} (mg)	p_{ini} (bar)	D_r (%)	T résiduel (K)	T_{ign} (K)	OER (-)
Optimisé	758 ± 12	44 ± 2	3.98 ± 0.07	22 ± 0.5	531 ± 5	437 ± 3	0.87
Non-optimisé	810 ± 14	47 ± 2	4.27 ± 0.08	22 ± 0.4	489 ± 5	448 ± 3	0.87
			P_{max} (bar)	$P_{\text{max}}/P_{\text{ini}}$ (-)			
			15.5 ± 0.5	3.76			
			17.0 ± 0.8	3.83			

La différence entre les deux signaux de pression obtenus sur la phase d'expansion est évidente (Fig. 5-7). La dilution de cycles-à-cycle et la richesse globale sont les mêmes (respectivement

22 % et ~ 0.9) (voir Table 5-2). La pression initiale est sensiblement inférieure pour les cycles optimisés parce que les quantités d'air et de fuel utilisées sont sensiblement plus faibles de ~ 7 %. Mais la richesse globale injectée est identique. Les pertes d'énergie (chaleur + imbrûlés) sont identiques durant la phase de combustion, aussi la pression maximale de combustion est légèrement inférieure sur cette condition optimisée et les rapports de pression obtenus sont similaires (~ 2 % de différence). La température de résiduel est plus élevée dans le cas du cycle optimisé (+8 %). Les échanges pendant l'admission sont 2 fois plus élevés pendant le remplissage, aussi la température initiale est quasiment la même dans les deux cas (à 2 % près) (voir Fig. 5-8.A). Les temps de combustion sont similaires dans les deux cas (différence < 6 %) ce qui confirme la similitude de composition dans les deux cas (température/dilution).

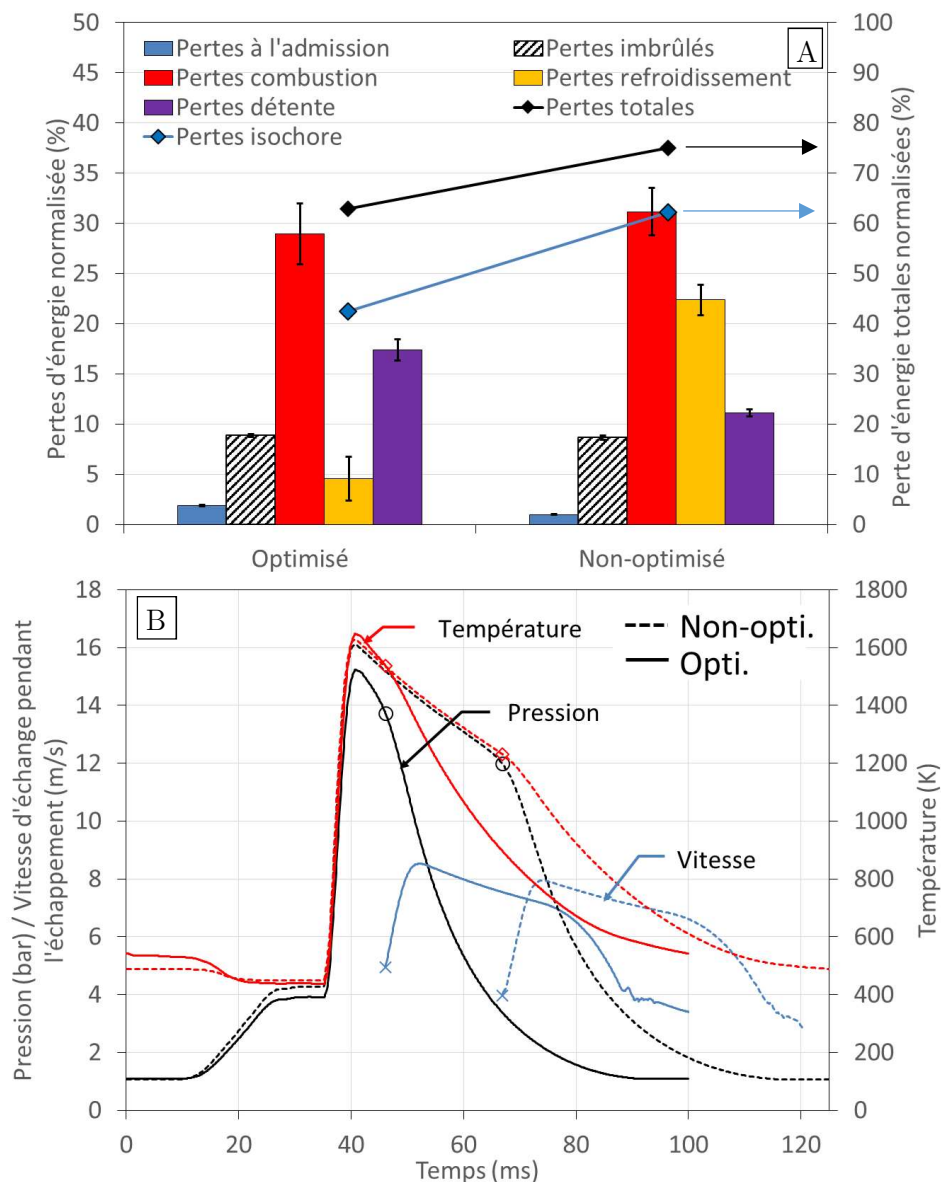


Fig. 5-8. A. Moyenne et écart-type des pertes d'énergie sur le cycle optimisé et le cycle non-optimisé. B. L'instant d'échappement à 5 % d'ouverture est repéré sur les courbes par des marqueurs.

Les pertes normalisées pendant la détente sont plus importantes en condition optimisée (17 %) qu'en condition non-optimisée (11 %). Les échanges pendant l'échappement dépendent de la pression, de la température et de la vitesse induite dans la chambre (représenté dans le modèle par l'équation (2-23)), ainsi que de la durée d'échange. A l'échappement, la pression et la température sont plus élevées en conditions optimisées (~ 13.7 bar, 1540K) qu'en non-optimisé (~ 12.0 bar, 1230 K) (voir Fig. 5-8.B). Les vitesses estimées pour l'échange sont sensiblement les mêmes (maximum à ~ 8.5 m/s) et les durées d'échappement jusqu'à équilibre de pression sont identiques (~ 45 ms) d'où un échange plus intense et une perte plus élevée lors de l'échappement en cycle optimisé qu'en cycle non-optimisé (valeur violette sur l'histogramme de la figure ci-dessus).

Sur ce dispositif, l'optimisation est limitée par une durée de cycle incompressible (~ 80 ms) liée aux vannes et au débit d'échappement, en n'utilisant qu'une vanne d'échappement. L'optimisation du cycle dans cette condition a permis de réduire de 12 % les pertes totales en jouant sur le phasage temporel de l'échappement et sur la durée du cycle. Enfin, les échanges de chaleur avec la paroi restent élevés parce que la température de paroi est faible $\sim 130^\circ\text{C}$. Dans des turbomachines, la gestion de la thermique et du refroidissement des pièces est assurée par l'air prélevé à différents endroits sur le compresseur. On peut ainsi imaginer que pour les chambres de combustion CVC envisagées le refroidissement soit aussi assuré par ce type de flux d'air. Ainsi la température d'équilibre des parois de chambre de combustion pourrait être sensiblement plus élevée que celle étudiée sur CV2. L'effet de telles extrapolations, sur la dilution, la combustion et le bilan des pertes thermiques, est discuté dans les paragraphes suivants.

5.4. Extrapolation du bilan énergétique de cycle

5.4.1. Influence du degré d'adiabaticité sur l'état thermodynamique du résiduel

A l'aide du code 0D, il est intéressant d'extrapoler l'évolution du cycle à des conditions de température de paroi différentes de celles explorées expérimentalement avec pour objectif notamment d'évaluer les propriétés du résiduel et du mélange à l'instant d'allumage, et d'évaluer leur impact sur la vitesse de flamme qui pilote le temps de combustion et enfin les conséquences sur les pertes thermiques au cours d'un cycle.

Un calcul adiabatique classique consiste à évaluer l'évolution du cycle durant lequel la combustion et/ou la détente est adiabatique. Sur les conditions optimisée ou non-optimisée discutées en partie 5.3.3, on montre que pour une détente adiabatique issue de la pression maximale d'une combustion elle-même adiabatique, les températures finales seraient de 909 K en cycle optimisé (contre 531 K en cycle réel) et 878 K en cycle non-optimisé (contre 489 K estimé en cycle réel) (voir Fig. 5-9). La richesse des 2 séquences étant la même (voir Table 5-2), la différence en adiabaticité est due à la différence de pression initiale de combustion. Ces analyses de cycle (pression/volume ou entropie/température) servent en général à évaluer la performance et le rendement du cycle. En particulier, le travail spécifique correspond à la différence entre le travail de détente et de compression, ce qui correspond graphiquement à l'aire dessinée par le cycle dans le diagramme p-v. Dans les conditions explorées, la perte de chaleur et la dilution limitent clairement la pression maximale atteinte ainsi que le travail récupéré pendant la détente. Aussi les valeurs de travail spécifique obtenues ne seront pas discutées dans la suite.

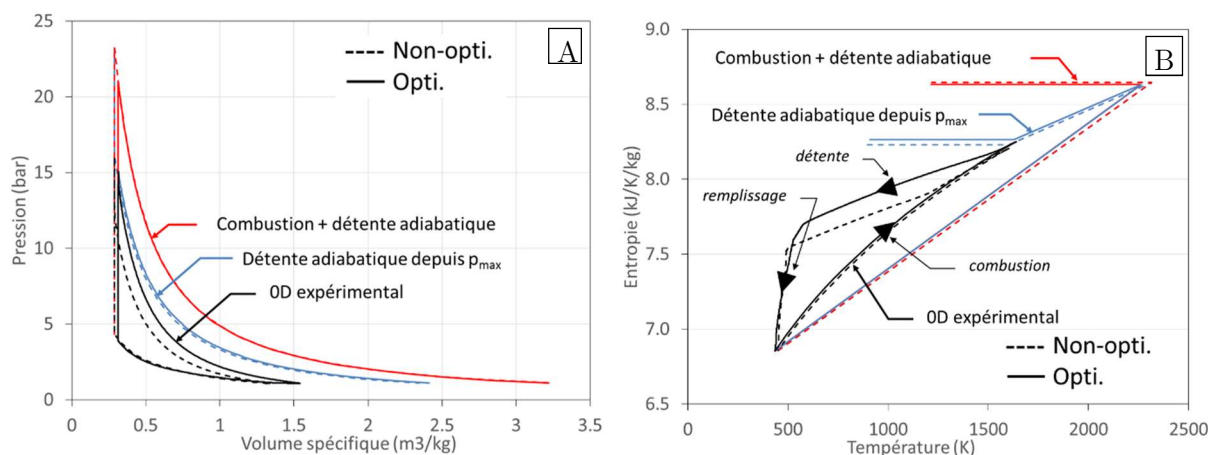


Fig. 5-9. Diagrammes pression/volume spécifique (A) et température/entropie (B) des cycles instantanés optimisés (trait continu) et non-optimisé (trait pointillé), de cycle idéal à détente adiabatique et idéaux à combustion et détente adiabatique

Cette première approche est limitée car les différences d'échange de chaleur aux parois affectent la masse de gaz résiduel et donc la dilution, les conditions de remplissage et la combustion du cycle suivant. Aussi, pour généraliser l'analyse à un fonctionnement en régime permanent avec un degré d'adiabaticité donné, il est nécessaire d'être capable de générer un cycle secondaire idéal correspondant et ne pas considérer celui résultant de la dilution expérimentale. Pour ce faire, une routine est développée séparément du code 0D et permet de générer un cycle idéalisé point par

point. Le code suppose que l'ensemble des échanges de chaleur est réalisé après la combustion et que la détente des produits est isentropique et à chimie figée comme dans le code 0D. Le degré d'adiabaticité est réglé entre 0 et 1. La valeur 1 correspond à la combustion adiabatique et 0 correspond au retrait de l'intégralité de la variation d'enthalpie qui a lieu pendant la combustion. Une routine construite de manière itérative le cycle en régime permanent ; typiquement, à $n+2$ itérations, les variations sont négligeables ($\sim 1\%$) en imposant une pression initiale de remplissage constante.

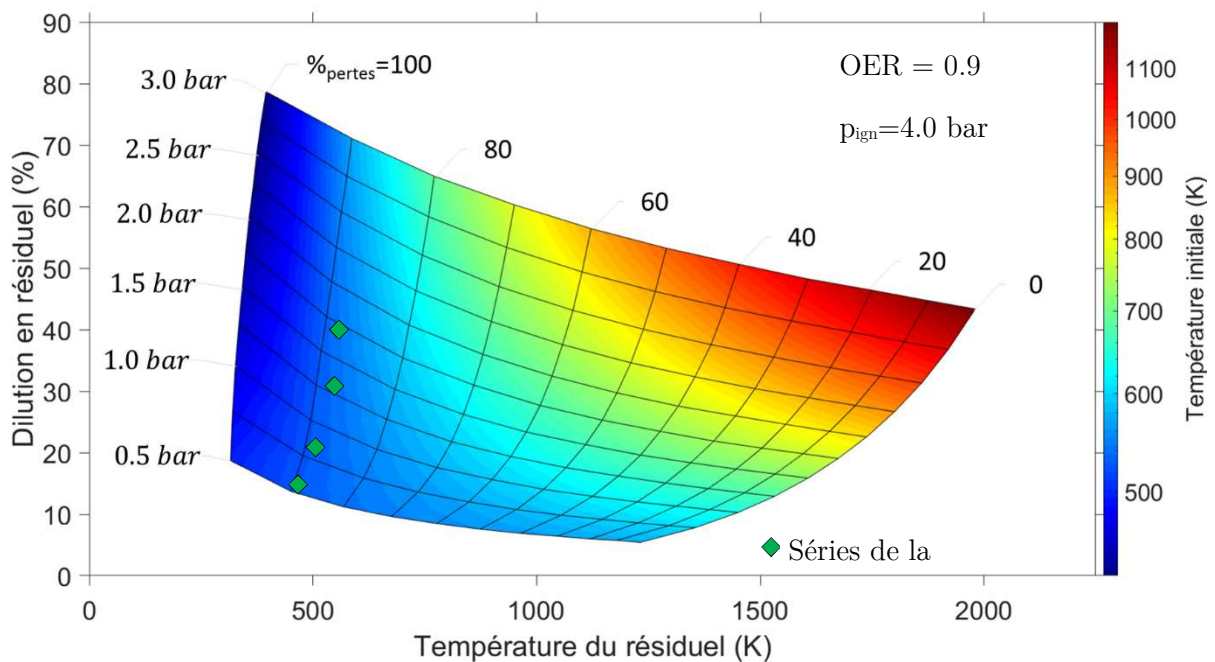


Fig. 5-10. Evolution de la température à l'allumage en fonction de la température du résiduel et de la dilution du cycle en résiduel, pour une variation du refroidissement cumulé et de la pression d'échappement. Les points associés à la variation de pression expérimentale (Fig. 5-4) sont figurés à titre indicatif.

L'objectif de cette tabulation n'est pas nécessairement de comparer les résultats issus des deux méthodes mais plutôt d'analyser les tendances données par la cartographie. Pour une richesse et une pression initiale similaire à celles des essais ($OER = 0.9$ et $p_{ign} \sim 4$ bar), on génère une cartographie de la température initiale du mélange en fonction de l'état du résiduel, de la pression d'échappement et de la perte de chaleur cumulée dans le cycle. A iso-pression d'échappement, augmenter l'adiabaticité augmente la température initiale et diminue la dilution. Par exemple à 1.0 bar, pour une perte totale de 90 %, le couple température initiale/dilution est de 525 K/25%. Si les pertes de chaleur sont réduites à 50 % ce couple devient 607 K/14 %.

La vitesse de flamme associée à la cartographie de la Fig. 5-10 est calculée de 0.5 à 2 bar. Le schéma utilisé est le JetSurf 2.0 [157], validé expérimentalement et numériquement par Le Dortz [18]. Les calculs sont effectués avec une routine Cantera [101] similaire à celle détaillée en Annexe L. Les étapes de calcul et les paramètres d'adaptation du maillage sont les mêmes qu'en propane-air. Les valeurs obtenues sont normalisées par la valeur à une pression initiale de 1.0 bar et une adiabaticité de 0.9 ce qui est une condition similaire aux points expérimentaux (positionné sur la

Fig. 5-10). Comme souligné en partie 1.2 du Chapitre 4, les corrélations expérimentales de la littérature (voir la revue effectuée par [134]) montrent que la vitesse de flamme turbulente varie en $S_T \propto S_u^\alpha$ où $\alpha \sim 0.5$. Aussi la cartographie est ramenée à la racine carrée du rapport $S_u^0/S_u^0(p_{ex} = 1\text{bar}, \%_{pertes} = 90\%)$ (voir Fig. 5-11).

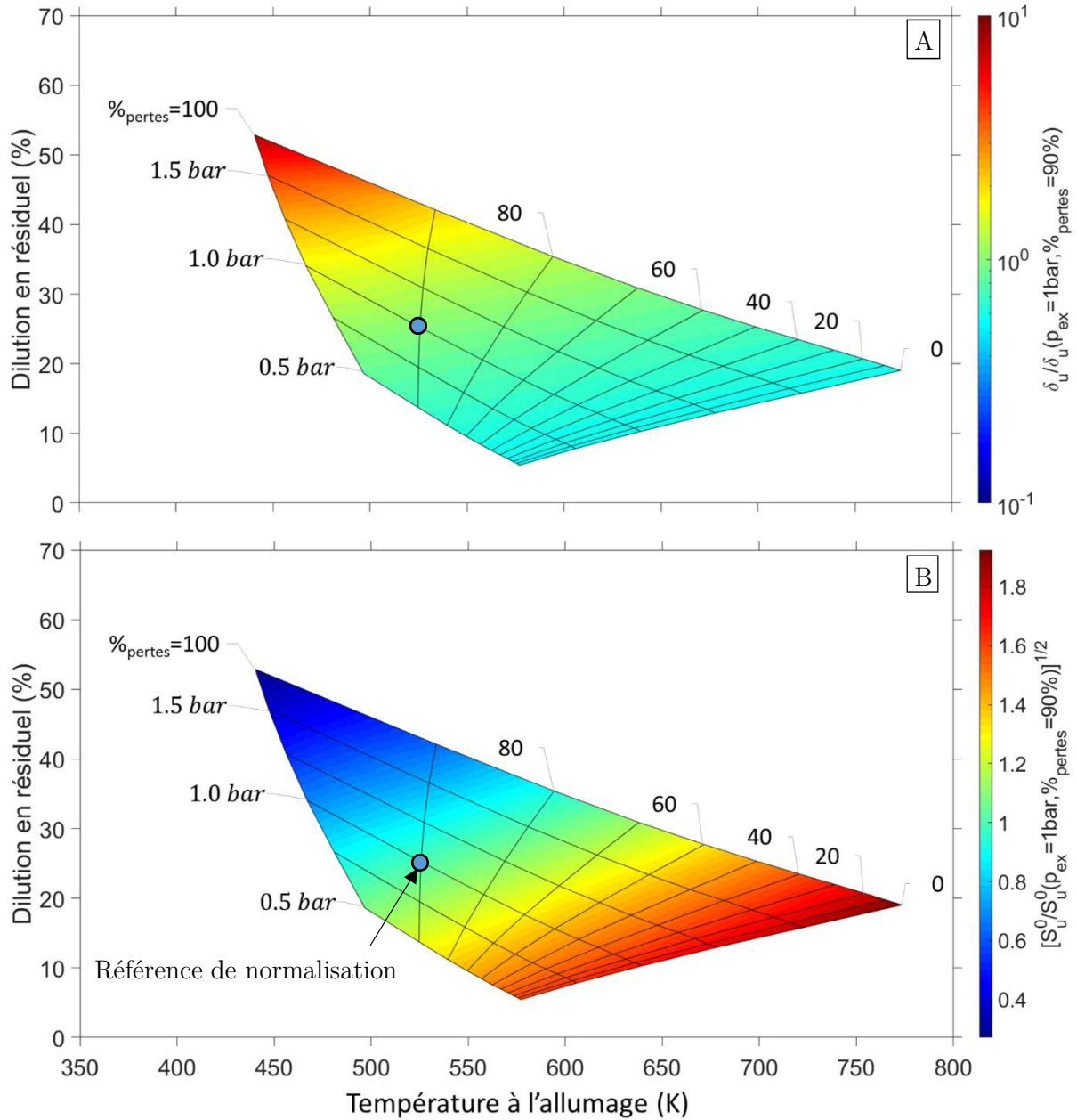


Fig. 5-11. Cartographie de la vitesse de flamme (B) et de l'épaisseur de flamme (A) laminaire en fonction de la dilution en résiduel et de la température à l'allumage, obtenues pour une variation de pression d'échappement (0.5-1.75 bar) et de pertes de chaleur pendant la combustion (0-100%). Conditions initiales issues de la Fig. 5-10.

Aussi, on peut extrapoler ce qui se passerait à 1 bar de pression d'échappement, en réduisant les pertes de chaleur, par exemple de 90 % à 50 % : la réduction de la dilution et l'augmentation de la température initiale pourraient conduire à une augmentation de la vitesse de flamme turbulente de ~ 47 % et à une réduction de l'épaisseur de flamme de 38 %. Par rapport au régime de

combustion (discuté en partie 4.1.2), toute chose étant supposée constante par ailleurs, cela revient à augmenter le rapport l_t/δ_L et à réduire le rapport u'_t/S_u^0 ce qui conduit à ramener la flamme vers des régimes de flammes plissées et appuie l'utilisation des corrélations de flamme dans les comparaisons (voir Fig. 4-5).

Plusieurs commentaires sont à exposer concernant l'évolution de l'état du résiduel rapporté. Le premier, comme souligné au paragraphe 5.3.2, est que les pertes de chaleur à prendre en compte pour caractériser l'état du résiduel, vis-à-vis de la combustion du cycle suivant, sont bien les pertes intégrales sur le cycle et non pas les pertes uniquement inhérentes à la combustion d'où un chiffre qui peut sembler élevé. Pendant cette dernière, la perte est clairement inférieure ($\sim 30\%$). Le second est que l'on observe une différence de $\sim 10\%$ sur la perte de chaleur totale indiquée par le positionnement des points expérimentaux. Cette différence est probablement la somme de plusieurs éléments. Une partie s'explique par l'incertitude sur la richesse. La richesse simulée sur les cartographies est de $OER \sim 0.90$ ce qui est sensiblement différent de celle obtenue dans les cycles ($OER \sim 0.87$). Une autre partie est de remarquer que les imbrûlés ont un impact sur l'état du résiduel qui n'est pas directement proportionnel à la masse imbrûlée. En effet, la combustion incomplète, en plus de réduire directement l'énergie dégagée, participe à la dilution de l'énergie totale réellement dégagée. Enfin, l'énergie prise pour référence dans les bilans proposés ($\dot{m}l_p$) dans la partie précédente n'est pas identique à la référence prise dans la routine (différence d'énergie interne entre une combustion adiabatique et une combustion adiabatique dont les produits sont ramenés à la température de paroi).

5.4.2. Influence de l'échappement et de la température de paroi

La perte de chaleur cumulée dans le cycle est liée à plusieurs paramètres de l'écoulement et de fonctionnement : vitesse et turbulence de l'écoulement, durée des phases, pression de fonctionnement, richesse et à la condition aux limites de température de parois. Vis-à-vis de la durée des phases de transfert de fluide, l'échappement dans notre configuration est plus long que la phase d'admission. Le modèle 0D permet d'extrapoler à un cycle plus optimisé vis-à-vis de l'échappement. Pour l'extrapolation envisagée, l'échappement peut être optimisé sur plusieurs aspects. (i) La durée d'ouverture de l'échappement est longue et on peut la comparer par exemple au profil de section normalisée obtenu sur le prototype à 40 Hz. A l'ouverture les gaz sont idéalement au maximum de pression et de température et les échanges pendant ces instants sont donc maximisés. Réduire la durée de cette phase est donc critique pour maximiser le potentiel de travail à récupérer et minimiser l'énergie perdue dans la paroi. (ii) La section d'échappement est la même que pour l'admission et doit être augmentée pour permettre d'augmenter le débit (discuté en détail au Chapitre 3.6). (iii) Le diamètre en sortie de la vanne d'échappement est insuffisant pour permettre l'équilibre de pression avec le réservoir d'échappement pendant le début de la phase de cette phase (voir l'augmentation de la pression dans le plénum en Fig. 2-32) et donc être augmenté. Pour corriger (i), on divise le temps d'ouverture de la vanne

d'échappement d'un facteur 2^{39} (voir Fig. 5-12.A). La section de vanne est artificiellement augmentée d'un facteur 3 pour obtenir une durée d'échappement équivalente à la durée d'admission ce qui adresse le point (ii). Le volume intermédiaire d'échappement est passé à ~ 120 L et sa section multipliée par 4. Cela est équivalent à ne plus modéliser ce volume. La montée en pression adjointe est ainsi négligeable.

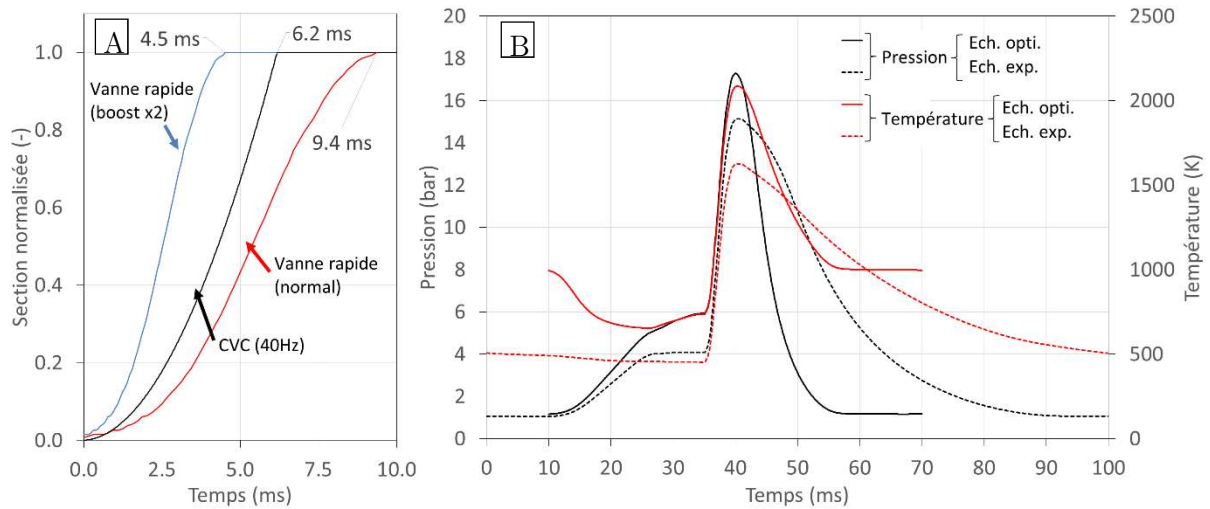


Fig. 5-12. Comparaison de la configuration d'admission boostée avec l'ouverture sur le prototype CVC (40Hz) et la vanne rapide actuelle (A). Comparaison entre l'évolution des signaux de pression 0D avec un échappement optimisé (section $\times 3$, temps d'ouverture divisé par 2 et positionnée de manière optimale à la fin de la combustion) et ceux d'un signal normal (séquence similaire à celle de la Fig. 5-8).

Vis-à-vis de la température de paroi, la température maximale possible sur ce dispositif est de 130°C . Pour une application aéronautique, il serait souhaitable d'assurer un refroidissement par air des parois de la chambre. Aussi, la température interne des parois atteinte à l'équilibre thermique serait assurément plus élevée que celle assurée dans cette étude qui serait plutôt représentative d'un instant compris dans la phase de démarrage à froid.

³⁹ Cette amélioration pourrait être obtenue sur le banc via l'utilisation d'un driver de vanne à d'un principe similaire à celui utilisé sur l'injecteur liquide et permettrait notamment une phase de booster en intensité pour augmenter la force électromotrice pendant un court instant et permettre d'accélérer la levée de soupape.

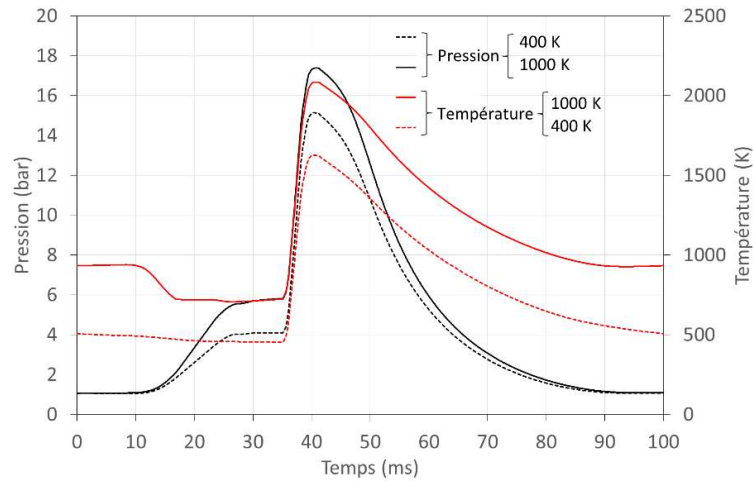


Fig. 5-13. Extrapolation pour une température de paroi de 1000 K du signal de pression et de température 0D dans la chambre pour le cas de référence expérimental (paroi à ~ 400 K)

Il peut ainsi être envisagé que ce type de chambre fonctionne avec des parois constituées ou revêtues de matériau réfractaire, e.g. dépôt céramique, composite à matrice céramique ou alliage métallique haute température comme l'inconel, de sorte que la température pariétale soit relativement élevée comparée à nos expériences. Dans la suite, on propose donc, en plus de l'optimisation de l'échappement (voir Fig. 5-12.B), d'étudier aussi les effets d'une température de parois de 1000 K sur le cycle correspondant à la condition $p_{ex}=1.0$ bar optimisée (voir Fig. 5-4). Le cycle expérimental ($T_w = 400$ K) sera ainsi comparé au cycle simulé avec le modèle 0D pour cette température de paroi de 1000K. Les autres paramètres et conditions aux limites sont gardés constants par ailleurs, i.e. la température d'injection, les masses injectées, les calages des échanges de chaleur et les temps de combustion. On calculera aussi le cas cumulé d'une température de paroi de 1000 K et d'un échappement optimisé, représentatif d'une application (voir Fig. 5-14).

Table 5-3. Influence de la température de paroi sur les propriétés moyennes (et écart type d'ensemble) des cas optimisés et non optimisé en échappement (expérimentaux) pour 2 températures de paroi des Fig. 5-12 à 14).

Cas		P _{ign} (bar)	m _{air} (mg)	D _r (%)		T résiduel (K)		T _{ign} (K)	
Tw (K)	Ech.								
400	Exp.	4.1	759±46	22±1	0	494±2	0	452±2	0
1000	Exp.	5.8		14±1	-36%	939±15	+90%	726±4	+61%
400	Opti.	4.0		20±1	-9%	600±10	+21%	461±1	+2%
1000	Opti.	5.9		14±1	-36%	995±19	+101%	740±4	+64%
P _{max} (bar)				P _{max} /P _{ign} (-)		T _{max} (K)	$\sqrt{S_u^0/S_u^{0*}}$		
15.1				0		3.71	1627		0
17.4				+15%		2.99	2084		+26%
14.7				-3%		3.72	1668		+9%
17.3				+15%		2.92	2085		+36%

Changer la température de paroi affecte fortement le signal de pression obtenu et rehausse la température moyenne du cycle (Fig. 5-13). Les profils de température sont quasiment homothétiques et décalés vers le haut sauf pendant le début du remplissage. En effet, malgré la dilution avec les gaz injectés, relativement froids, la température du résiduel plus élevée et les échanges de chaleur (voir Fig. 5-15) depuis une température de 1000 K participent à construire une température et une pression à l'allumage plus élevées, de ~ 726 K (contre 452 K) et 5.8 bar (contre 4.1 bar) (voir Table 5-3). La pression et la température maximum de combustion sont sensiblement plus élevées (17.4 bar et 2084 K contre 15.1 bar et 1668 K). La température de fin d'expansion étant plus élevée et la pression d'échappement la même dans les deux cas, la dilution est donc inférieure (13% contre 21%). L'optimisation a finalement un impact limité sur les propriétés à l'allumage (+10 K) et augmente légèrement la température initiale sans modifier la dilution.

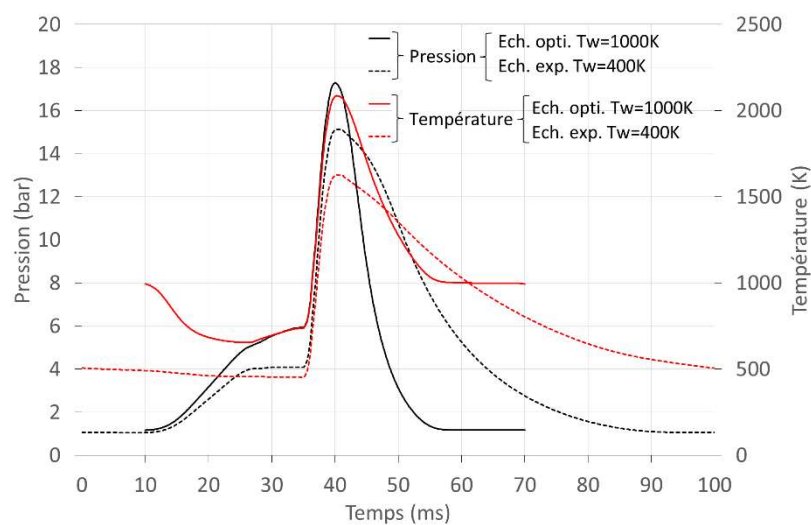


Fig. 5-14. Comparaison entre des cycles moyens OD à l'échappement optimisé et à une température de paroi de 1000 K, par rapport à la configuration expérimentale.

Le calcul de la vitesse de flamme dans ces conditions montre que la vitesse de flamme turbulente serait susceptible d'augmenter de +36 % dans le cas optimisé à $T_w = 1000$ K. Cela permettrait de réduire le temps de combustion d'une durée équivalente et d'envisager de réduire davantage la durée de cycle.

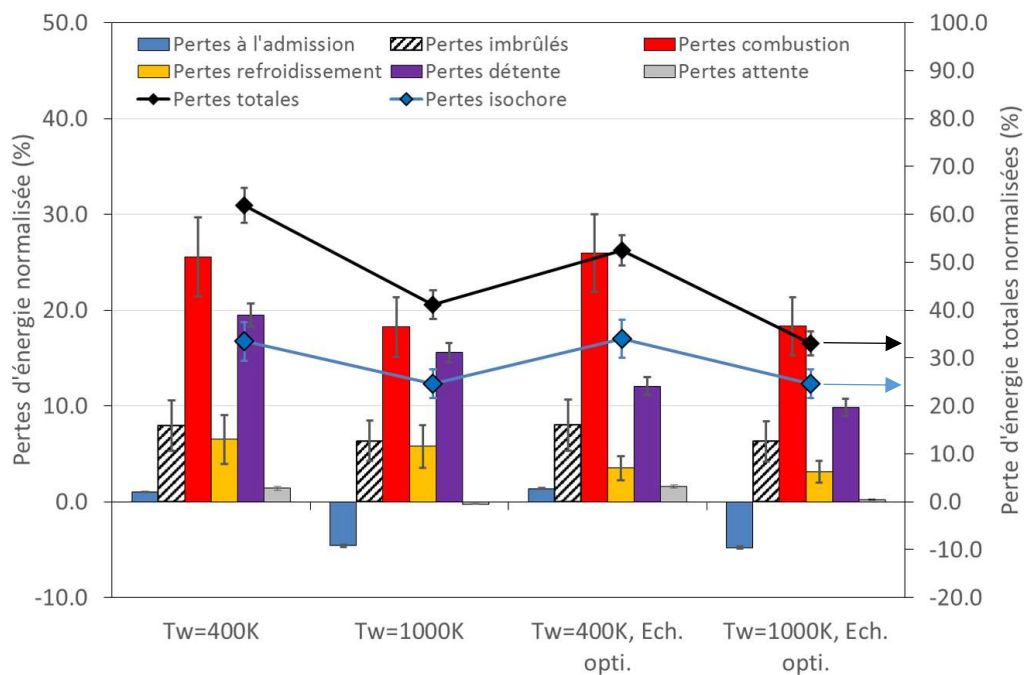


Fig. 5-15. Pertes d'énergies des différentes phases du cycle en fonction de la température de paroi (400 et 1000 K)

Dans les 2 cas à $T = 1000\text{K}$, les échanges de chaleur pendant la combustion sont réduits (de $\sim 26\%$ à 18%) de même que l'ensemble des échanges de chaleur après la combustion (refroidissement isochore, échappement, attente). A la fin de la combustion, la masse volumique des gaz est inférieure au cas de référence, la quantité d'imbrûlé est donc inférieure ($\sim 6\%$ contre 8%).

Aux températures initiales de mélange calculées dans les cas d'une température de paroi à 1000K ($>750\text{K}$), le mélange peut commencer à réagir spontanément et des phénomènes comme l'auto-inflammation voire le cliquetis, sont à envisager pendant la propagation de la déflagration [158]⁴⁰.

⁴⁰ Voir la thèse de H. Quintens [183], menée dans le cadre de la chaire CAPA, qui porte sur l'étude des transitions de régimes depuis une déflagration en pré-mélange n-décane/ O_2/Ar .

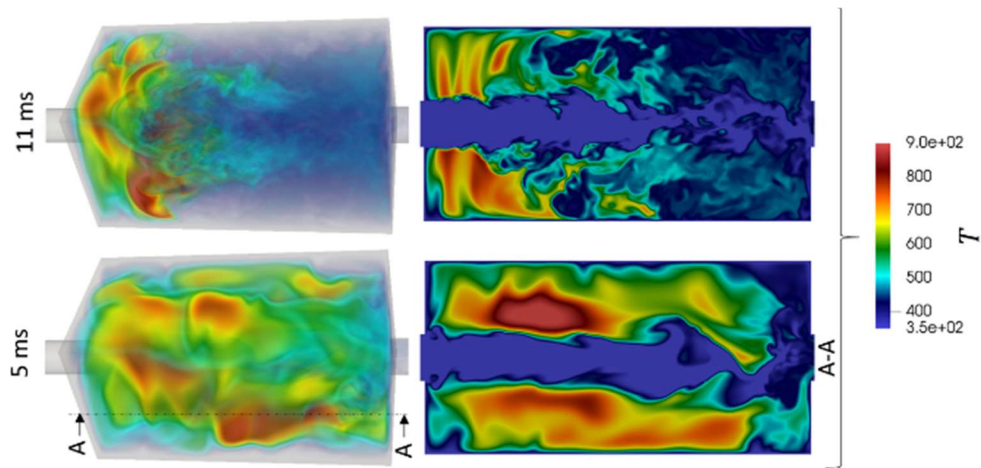


Fig. 5-16. Champs 3D et vue en coupe avant et pendant le remplissage (extrait de la Fig. 3-11) d'un cycle secondaire en combustion de propane/air à froid

Enfin, toutes les grandeurs thermodynamiques qui ont été discutées représentent la moyenne de l'état rencontré dans la chambre. Il est clair, au vu des résultats de LES présentés au Chapitre 3, qu'à la suite de l'échappement, la chambre présente une stratification marquée en température (voir Fig. 5-16). Alors que la température moyenne LES est similaire à celle calculée par 0D (différence de quelques %), la chambre présente des zones où la température est localement proche de la température adiabatique de détente (~ 930 K, similaire à la condition n-décane simulé en Fig. 5-9). A plus haute contrepression, la température de ces zones est notablement plus élevée et ces zones sont le siège d'un processus d'allumage par gaz résiduels. Une première caractérisation de ce processus et des cycles associés est proposée dans le dernier chapitre de ce mémoire.

5.5. Conclusion

L'injection directe de n-décane liquide, carburant considéré par rapport à la déflagration et à la formation du mélange, comme représentatif d'un kérosène aéronautique, est étudiée avec succès sur le dispositif CV2. Les fortes vitesses dans le jet d'air pendant le remplissage permettent de prévenir l'impact liquide en paroi et favorisent la formation d'un pré-mélange partiel dans toute la chambre. Aux instants d'allumage considérés, le n-décane n'est pas complètement évaporé et la flamme se propage dans un pré-mélange partiel hétérogène en présence de gouttelettes.

Pour représenter l'effet de pression dans un plénum en amont d'une turbine, on réalise une étude paramétrique sur la pression d'échappement. Pour une augmentation de la contrepression d'un facteur 4, le temps de combustion est réduit d'un facteur 2.6. Le gaz résiduel est fortement refroidi (466-533 K) et sa masse, qui varie en raison inverse de sa température, est donc plus importante. Sa dilution avec le gaz d'admission à ~ 430 K induit un pré-mélange considérablement plus froid et dilué en masse comparé au cas adiabatique idéal. Cette dilution diminue la vitesse fondamentale de flamme et ralentit donc la combustion des cycles secondaires. Les niveaux de températures des gaz brûlés résiduels résultent des échanges de chaleur qui ont lieu sur toute la durée du cycle, de l'allumage du cycle N à celui du cycle N+1 suivant.

Une partie des échanges de chaleur peut être limitée en optimisant l'instant d'ouverture de l'échappement. Cependant cela induit des vitesses, températures et pression plus élevées lors de l'échappement et donc des échanges plus importants associés à cette phase et limite encore le gain espéré.

Le dispositif n'est pas dimensionné pour fonctionner à l'équilibre thermique et est plutôt représentatif d'un démarrage à froid. La température basse des parois ainsi que la fréquence de fonctionnement limitent l'adiabaticité de la chambre. Sur le point de pression initiale/richeesse exploré, les couples pressions/températures sont cartographiés et montrent que les points de fonctionnement plus adiabatiques, sont plus favorables à la vitesse de flamme. Aussi une extrapolation 0D de séquence à une pression d'échappement de 1.0 bar est réalisée pour laquelle la température de paroi est supposée de 1000 K, compatible avec la tenue en continu de matériaux réfractaires. L'échappement est aussi optimisé de manière idéale. Ces extrapolations montrent que l'adiabaticité du cycle est améliorée (de 20 %) et que l'effet de dilution en température est alors favorable à une vitesse de flamme turbulente plus élevée.

Enfin, la variation de pression initiale a été limitée pour prévenir la ré-inflammation du mélange pendant l'admission. En effet, pendant le processus de remplissage, la chambre se stratifie en température et on observe des zones où cette dernière approche les valeurs adiabatiques de détente. Ces zones rendent alors possible le ré-allumage spontané du mélange air-carburant en formation pendant l'admission. Ce mode de fonctionnement et les cycles associés sont caractérisés plus en détail dans le dernier chapitre de ce mémoire.

Chapitre 6

Allumage des gaz frais par les gaz résiduels

Sommaire

6.1.	Caractérisation de l'allumage par gaz résiduel.....	203
6.1.1.	Cas d'une injection directe de propane dans l'air	203
6.1.2.	Synthèse sur les caractéristiques des cycles « rallumés »	209
6.2.	Mécanisme de rallumage en injection directe de propane gazeux.....	210
6.2.1.	Sensibilité du délai d'auto-inflammation à la température en mélange propane-air-gaz résiduels.....	216
6.2.2.	Synthèse sur le mécanisme de rallumage mélange propane-air.....	218
6.3.	Cas d'un carburant liquide d'allumage par gaz résiduels : rallumage en n-décane/air	219
6.4.	Conclusion et perspectives	221

6. Allumage des gaz frais par les gaz résiduels⁴¹

Pour des contrepressions plus élevées que celles présentées aux chapitres précédents, typiquement pour $p_{\text{ex}} = 3$ bar, avec $p_{\text{ign}} \sim 5$ bar et une richesse plus faible, les séquences de cycles deviennent bien plus instables et on observe sur certains cycles une montée en pression associée à une combustion initiée avant l'étincelle. Ce phénomène qu'on qualifiera d'abord de rallumage puis dans la suite d'allumage par gaz résiduels (GR) ou simplement d'« allumage par GR », est étudié en injection directe de propane gazeux et fera l'objet principal des résultats présentés dans la suite, mais est également observé en injection directe de n-décane liquide.

Dans un premier temps, on vient caractériser de manière globale le phénomène par analyse des signaux de pression et visualisation simultanée directe de la chimiluminescence. Dans un second temps, l'ensemble des résultats expérimentaux et numériques sont utilisés pour analyser l'origine du processus.

⁴¹ Le contenu de ce chapitre a fait l'objet d'un article et d'une communication par l'auteur au Joint Propulsion & Energy Meeting de l'AIAA organisé à Cincinnati en 2018.

6.1. Caractérisation de l'allumage par gaz résiduel

6.1.1. Cas d'une injection directe de propane dans l'air

La pression d'échappement est augmentée à 3 bar et la pression de remplissage est choisie à 5 bar. L'allumage commandé intervient à 32.5 ms avec le même système d'allumage que précédemment. L'OER est de 0.66⁴². La fréquence de cycle choisie est de 10 Hz (période 100 ms). Sur ces séries d'acquisitions, le volume d'échappement est de 20 L. En préambule, soulignons que dans toutes les conditions explorées pour forcer le rallumage, jusque-là aucun point n'a permis d'assurer un fonctionnement continu en allumage par gaz résiduels. Les séquences obtenues ont au mieux la forme instable identique à celle présentée en Fig. 6-1. Sur ces séquences (voir un exemple en Fig. 6-1), passé le premier cycle primaire (1), on observe à la fois des ratés d'allumage (7, 12) et des allumages réussis où la combustion est extrêmement lente et se propage pendant l'échappement (2, 3, 5, 8 et 10). Aussi dans ces cas, la montée de pression obtenue est limitée voire inexistante (5). À la suite de ces combustions lentes, sur certains cycles (4, 6, 9 et 11), le mélange air-carburant s'allume avant l'étincelle, pendant ou peu après la phase d'admission

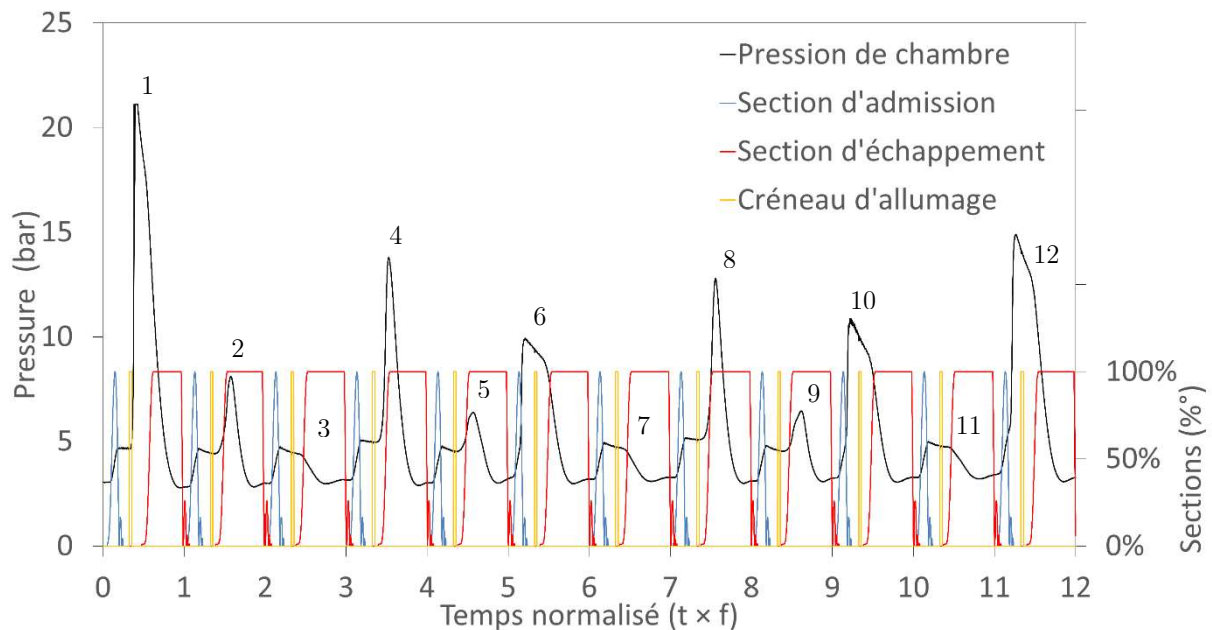


Fig. 6-1. Séquence en injection directe de propane gazeux avec des cycles (6, 10 et 12) qui présentent un rallumage pendant et à la fin du remplissage. La fréquence de cycle est de 10 Hz.

Les caractéristiques globales des cycles sont obtenues par l'analyse avec le code 0D (Table 6-1). Le rallumage et la combustion non-isochore (pendant l'échappement) présentent un certain nombre de difficultés pour le calcul. Pour les cycles à rallumage, il est difficile de déterminer, de manière exacte, l'instant de début de combustion. Cependant la méthode développée pour positionner le début de combustion 0D semble restituer convenablement le début de combustion sur les cycles « rallumés ». Pour les cycles à combustion non-isochore, i.e. qui ont lieu aussi pendant l'échappement, il est difficile d'estimer si le gaz qui s'échappe pendant la combustion

⁴² Ce choix est commenté plus loin dans la partie relative aux origines du processus de ré-allumage.

est du mélange réactif ou du gaz brûlé résiduel. Néanmoins cela semble avoir un impact limité sur la température résiduelle (les résultats de calcul supposent que le gaz éjecté n'est que du gaz brûlé)⁴³. Pour les cycles primaires, comme évoqué au Chapitre 3, plutôt que la simple dilution de cycle à cycle, on peut définir une dilution effective en gaz résiduel brûlé, notamment pour prendre en compte le report des gaz brûlés entre cycles où l'allumage échoue. Cette dilution effective en gaz brûlés résiduels notée D_{eff} , qui se définit comme le produit de la dilution du cycle courant (en cycle primaire ~60-65 %) par la dilution du cycle précédent (~51-58 %), reste élevée (~40 %)⁴⁴ dans le cas des cycles primaires.

Table 6-1. Caractéristiques calculées par 0D et temps de combustion des cycles de la séquence de la Fig. 6-1. L'allumage (ign) est qualifié de raté (0), succès à l'étincelle (1) ou rallumage (R). Le t_{0-10} des cycles à rallumage sont négatifs car calculés par rapport à l'instant d'étincelle T_{t_a} et T_{t_b} correspondent aux températures respectivement avant (a) et après (b) le remplissage.

Cycle	Ign.	m_f (mg)	m_a (mg)	D_r (%)	D_{eff} (%)	T_{t_a} (K)	T_{t_b} (K)	t_{0-10} (ms)		t_{10-90} (ms)	
1	1	415	20.0	65	0	423	437	4.6	/	1.9	/
2	1	437	20.0	51	51	662	510	10.5	/	8.0	/
3	1	478	19.7	55	55	544	477	10.3	/	7.8	/
4	R	473	19.6	56	56	529	482	/	-8.4		3.9
5	1	478	19.5	57	57	511	460	12.4	/	10.6	/
6	R	439	19.6	57	57	544	493		-15.3		2.6
7	0	452	19.5	58	58	513	471	/	/	0.0	/
8	1	460	19.1	64	37	415	429	13.0	/	8.2	/
9	R	444	19.6	56	56	573	501	/	-11.7		3.1
10	1	459	19.3	58	58	514	467	9.5	/	10.9	/
11	R	446	19.4	58	58	531	487	/	-14.2	/	2.6
12	0	429	19.3	61	61	508	469	/	/	0.0	/
Moy.	/	454	19.5	57	/	531	477	11.1	-12.4	9.1	3.1
St.D.	/	17	0.2	3	/	59	22	1.5	3.1	1.5	0.6

Pour les cycles à allumage commandé, les propriétés de dilution (~60 %) et température (~480 K) de gaz brûlés résiduels sont calculées par le modèle 0D (voir Table 6-1). L'allongement du temps de combustion observé s'explique par l'augmentation de la dilution, en accord avec la tendance observée au chapitre précédent à des températures similaires dans le cas du n-décane en allumage commandé.

⁴³ Le même calcul réalisé en éjectant d'abord les gaz frais produit des résultats assez similaires.

⁴⁴ A fortiori dans cette section la différence entre ces cycles n'est pas l'objet d'étude.

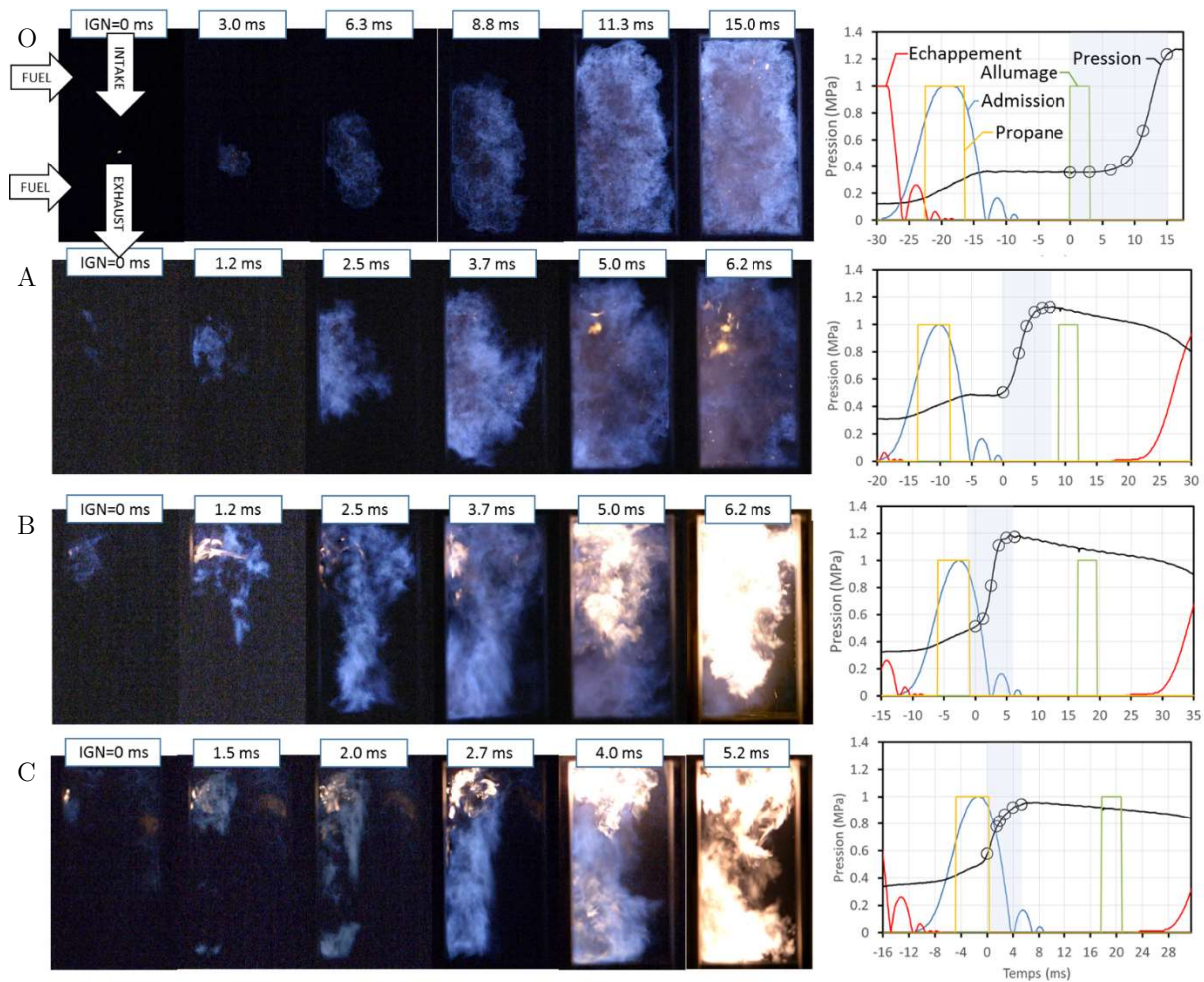


Fig. 6-2. Visualisation par chimiluminescence directe et signal de pression associés de cycles représentatif des 3 comportements de combustion observés sur les cycles rallumés (A-C). Le cycle O est un cycle à allumage commandé donné pour référence. A et B correspondent aux cycles 4 et 6 de la Fig. 6-1.

Le rallumage peut être observé sur les visualisations par chimiluminescence. Dans la plupart des cas (voir les cas A à C sur la Fig. 6-2), un noyau d'allumage est initié dans les angles de la partie supérieure de la chambre (proche de l'admission). Ce noyau de flamme se propage ensuite dans toute la chambre. La propagation de la flamme associée à la combustion est similaire à celle que l'on observe lors d'un allumage commandé (comparaison des cycles O et A de la Fig. 6-2).

Le rallumage peut démarrer très tôt dans le cycle alors que le mélange air/carburant n'est pas forcément optimal. Pour les rallumages les plus précoces, la flamme se propage dans un milieu fortement stratifié. Les temps de mélange courts favorisent alors la présence de zones très riches proches des injecteurs, zones où la combustion génère des suies et qui apparaissent d'une couleur jaune vif sur les visualisations (voir Fig. 6-2 sur les cycles B et C sur les deux dernières images).

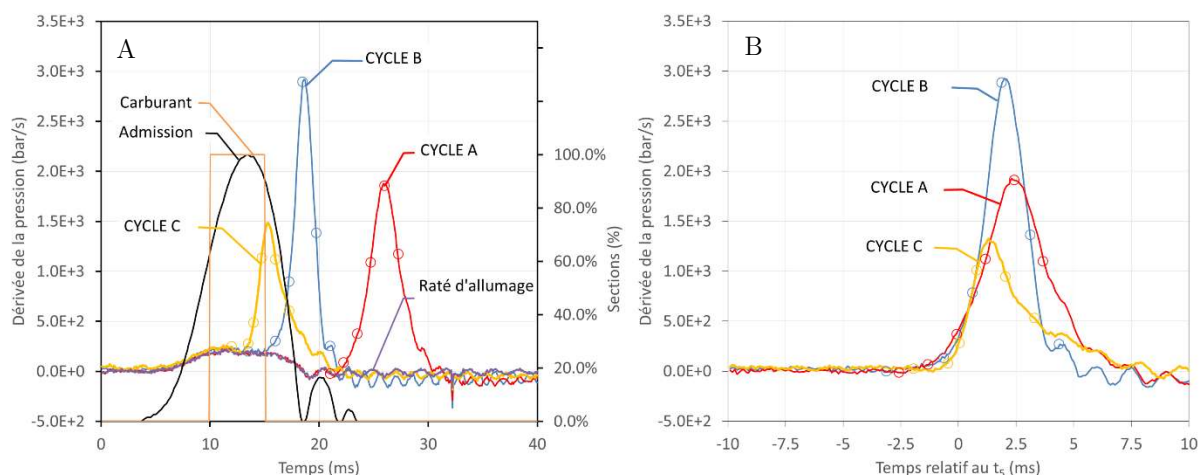


Fig. 6-3. Signaux de dérivée de pression bruts (A) et recalés (B) pour les cycles A à C de la Fig. 6-2. Les instants des images de la Fig. 6-2 sont rapportés en points sur les courbes de dérivée de pression.

Pour calculer les temps de combustion (t_{10-90}) des cycles rallumés (voir Table 6-1), il est nécessaire d'isoler, dans le signal de pression, la partie liée au dégagement de chaleur de la partie remplissage. Pour ce faire, on moyenne les signaux de dérivée de pression pour les cycles à allumage commandé ratés (voir un exemple en Fig. 6-3) et réussi⁴⁵. Cette moyenne est soustraite à la dérivée du signal de pression instantané du cycle rallumé. On réintègre ensuite la différence des deux signaux. L'instant de référence t_0 pour la pression est pris au début de l'injection de carburant (10 ms), instant à partir duquel la combustion peut se re-initier (voir Fig. 6-3). Qui plus est, pour faciliter la comparaison, on recalc temporellement ces signaux normalisés de dérivée de pression par rapport au $t_{5\%}$ (cf. Fig. 6-3).

⁴⁵ Puisqu'il s'agit de regarder la partie remplissage, la partie associée avec la combustion qui a lieu plus tard ne gêne pas.

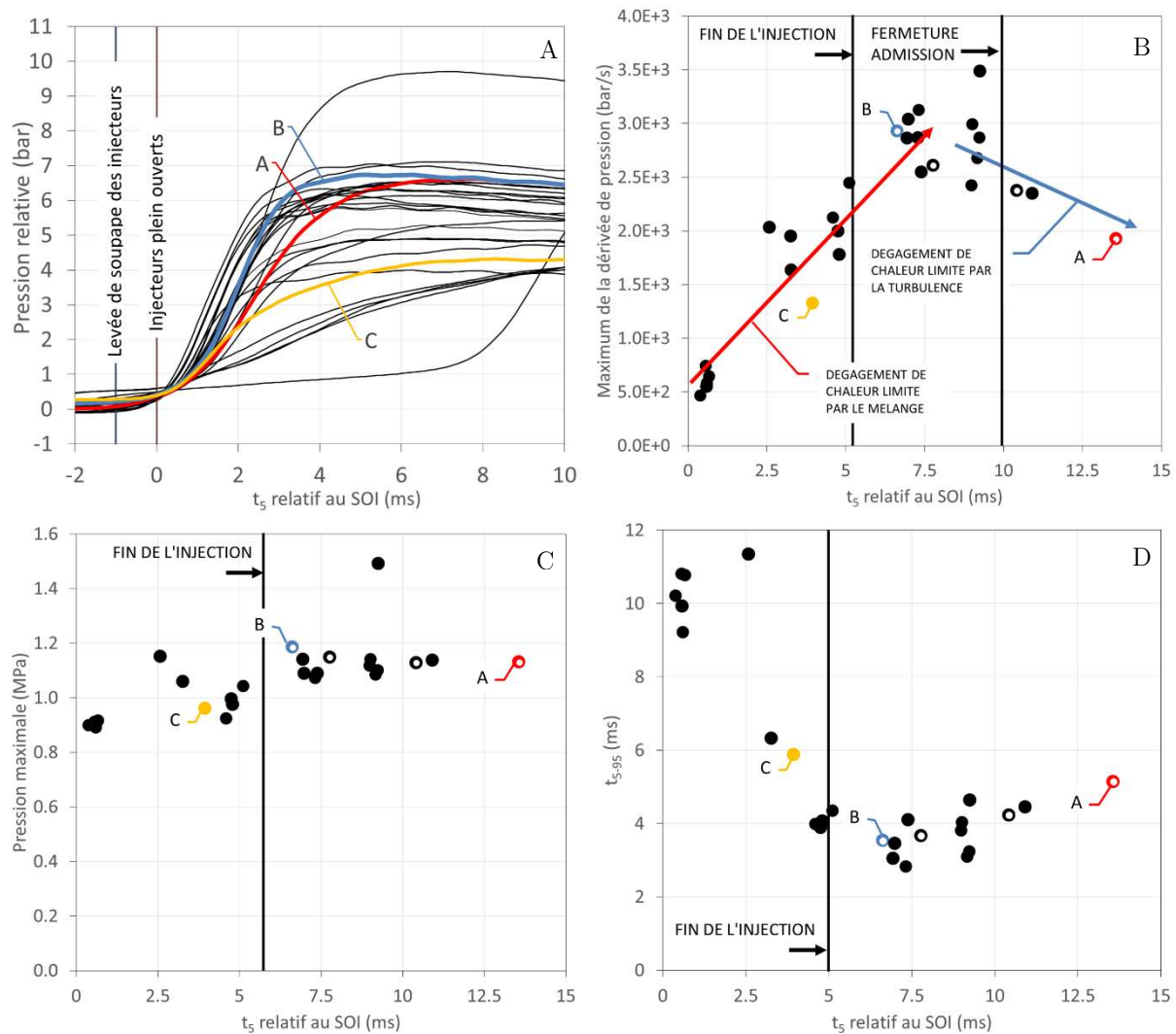


Fig. 6-4. Evolution des signaux de pression relatifs (A), du maximum de la dérivée de pression (B), du temps de combustion (t_{5-95}) (D) et du maximum de pression atteint (C) sur 30 cycles qui brûlent par rallumage classés en fonction du temps nécessaire à atteindre le t_5 à partir du SOI (t_5 -SOI). Les points blancs correspondent aux cycles de la Fig. 6-1.

Sur une série de 12 séquences (100 cycles), on relève 30 cycles qui brûlent par rallumage. Sur ces cycles, le t_5 présente une variation très large, qui s'étend d'une dizaine de microseconde après le SOI, à 15 ms après (voir Fig. 6-4). Les cycles qui brûlent à la suite d'un rallumage présentent deux types de comportement relatif à leur instant de rallumage (voir Fig. 6-4.B).

(i) Pour des rallumages très précoces (cycle C), la combustion démarre avant la fin de l'injection de carburant (qui dure 5 ms dans notre configuration). Dans ce cas, le premier effet est la limitation du débit de carburant (pression génératrice de seulement 6 bar) induite par l'augmentation précoce de pression dans la chambre. Comme la quantité de carburant visée n'est pas complètement injectée, la flamme se propage d'abord dans un mélange globalement plus pauvre, mais localement très riche et extrêmement stratifié étant donné le temps de mélange réduit. Cela donne lieu, après la combustion de la phase stœchiométrique-pauvre, à une combustion localement extrêmement riche et lente qui contribue à une augmentation lente de la pression, ce que l'on retrouve sur la dérivée de pression (voir cycle C Fig. 6-3). Ces deux effets

combinés participent à augmenter la durée de combustion d'un facteur 2 à 3 et réduit à la fois sensiblement le maximum de pression atteint et le maximum du taux de dégagement de chaleur (représenté par dp/dt) (voir Fig. 6-4). Ces effets sont donc principalement liés au dispositif expérimental, en particulier le système d'injection (temps/pression d'injection). Ces effets pourraient être limités en augmentant la pression d'injection (mais avec un autre gaz, la pression de liquéfaction du propane étant assez faible) ou en passant par exemple en injection directe liquide.

(ii) Pour les rallumages plus tardifs, comme les cycles B et C ainsi que ceux présents sur la Fig. 6-1, la combustion démarre après la fin de l'injection de carburant. Le maximum de pression et le temps de combustion sont du même ordre qu'en allumage commandé. En effet, les mêmes quantités de carburant et l'air ont pu être injectées, indépendamment du mode d'initiation de la combustion, et celle-ci se déroule à volume constant. Cela suggère aussi que toute la masse de carburant injectée finit par brûler. Pour ces cycles, le maximum de dégagement de chaleur augmente avec l'instant de rallumage jusqu'à 7.5 ms après le début de l'injection de carburant. Pour les cycles où l'instant de rallumage est similaire à celui du cycle B, le mélange, issu du remplissage, forme un champ de richesse où la flamme peut se propager à vitesse extrêmement élevée, probablement localement proche de la stoechiométrie et peu dilué, mais cette condition nécessite suffisamment de temps pour que ce mélange puisse se réaliser. Ce comportement est systématiquement confirmé sur les visualisations (cycles A à C) où le pic de dégagement de chaleur est synchrone avec la fin de la propagation rapide d'une flamme bleutée (i.e. de richesse locale pauvre à stoechiométrique) dans toute (A et B), ou une partie de la chambre (C), en fonction de la qualité du mélange formé à l'instant du rallumage. Pour les cycles à rallumage plus tardif (A, à la fin du remplissage), le mélange est bien plus homogène ce qui, étant donné la faible richesse et la décroissance continue de la turbulence atténuée à la fin du remplissage, induit un dégagement de chaleur sensiblement plus faible et un temps de combustion sensiblement plus long. L'instant de rallumage à 7.5 ms après le SOI est donc celui pour lequel le rapport entre la qualité du mélange et la turbulence est la plus favorable pour la propagation de flamme.

6.1.2. Synthèse sur les caractéristiques des cycles « rallumés »

Dans la configuration étudiée, i.e. mélange extrêmement pauvre ($OER \sim 0.66$) et fortement dilué ($D_r \sim 60\%$) les rallumages observés présentent des propriétés extrêmement variables. Ces propriétés sont fortement dépendantes de l'instant de rallumage qui varie d'un cycle à l'autre. Le rallumage peut être observé aussitôt que le carburant est injecté ou peut présenter un délai plus important (~ 12 ms). Parmi les instants de rallumage observé, il existe un instant optimum pour lequel le temps de combustion est le plus court, et la pression la plus élevée (7.5 ms après le SOI). Dans cette condition le rallumage intervient très tôt et permet une extension du domaine d'inflammabilité des cycles par rapport aux essais réalisés avec notre système d'allumage commandé. Notons que cet instant correspond approximativement à l'instant d'allumage le plus précoce réalisé à basse pression d'échappement (17.5 ms), ce qui signifierait qu'un allumage plus précoce dans ces cas ne serait pas favorable à une combustion plus rapide.

Après avoir caractérisé de manière globales les cycles qui brûlent à la suite d'un rallumage, on s'intéresse dans la suite aux origines du mécanisme local de rallumage dans la chambre.

6.2. Mécanisme de rallumage en injection directe de propane gazeux

Le rallumage est observé systématiquement dans la partie supérieure de la chambre, autour de l'admission. Hormis le processus d'allumage, les visualisations par chimiluminescence mettent en évidence un mécanisme de combustion finalement assez similaire à celui résultant de l'allumage commandé. Un noyau de flamme se développe dans une partie de la chambre (ici partie supérieure) et se propage dans le reste du mélange. Pour former un noyau de flamme, le fluide réactif doit être chauffé suffisamment haut en température, et suffisamment longtemps pour amorcer une propagation autonome, c'est la notion de MIE, lorsque l'on s'intéresse à l'allumage commandé et qui est rappelée au Chapitre 4. Dans le cas du rallumage, comme il n'y a pas de dépôt d'énergie électrique, cet échauffement doit donc provenir du fluide ou des parois de la chambre. Regardons rapidement dans un premier temps l'hypothèse d'un rallumage en parois. En moteur à piston, des points chauds et luminescents⁴⁶ (*glowing*) peuvent se former suite à la combustion (dépôt de suies ou de particules en paroi) ou à l'allumage (point chaud sur la bougie lié à la phase d'arc) et provoquer le rallumage par conduction [50, Ch. 9.6.1]. Sur CV2, l'effet de montée en température cumulée de la paroi est limité par le faible nombre de cycles réalisés et la fréquence des cycles qui reste relativement faible (similaire à un ralenti sur un MACI 4T). Sur une séquence de 12 cycles, la mesure par thermocouple de paroi montre que l'augmentation de température cumulée reste inférieure à 30 K (voir Fig. 3-1) (25 K sur le cas de la Fig. 6-1). Localement, des points luminescents sur la bougie peuvent parfois être observés juste après l'étincelle. Cependant, la durée de cycle étant relativement longue, cette luminescence disparaît avant le remplissage du cycle suivant. Qui plus est, aucun point luminescent n'est visible sur les visualisations directes.

Le processus de rallumage provient donc du mélange avec des gaz brûlés résiduels. Pendant le remplissage, il doit donc subsister des zones à température suffisamment élevée pendant un temps suffisamment long pour être en mesure, après la formation d'un mélange local avec des gaz frais {propane et/ou air}, de régénérer l'activité chimique du mélange {propane et/ou air}+{gaz brûlé}. Sur certaines visualisations, notamment lorsqu'il s'agit de rallumages rapide (Fig. 6-2, cycle C), on observe une chimiluminescence dans le résiduel qui peut attester de la présence d'une flamme lente qui subsiste dans certaines zones de la chambre notamment dans les coins, dernières zones à brûler. A ce stade, on peut donc supposer que le résiduel sera composé uniquement de gaz brûlés chaud, ou d'un mélange de gaz frais en train de brûler et de gaz brûlés.

Dans la suite, on se propose de discuter et d'expliquer la possibilité d'un processus de rallumage par auto-inflammation à la suite d'un mélange avec le résiduel à partir de données issues : de tomographie/PIV de l'écoulement, des résultats de LES présentés au Chapitre 3, et de visualisations infrarouges directes. L'objectif est dans un premier temps d'évaluer dans les zones pertinentes de la chambre : la nature du fluide présent, les ordres de grandeur et la distribution de température et de temps de séjour. Dans un second temps, de vérifier que ces propriétés sont

⁴⁶ La luminescence par rayonnement d'un corps noir est significative dans le visible (rouge) approximativement à partir d'une température de 1000 K.

compatibles avec les délais d'auto-inflammation d'un mélange de {propane et/ou air}+{gaz brûlé}.

Dans la configuration linéaire étudiée, l'aérodynamique de remplissage induit une stratification de la chambre en température et en composition (voir Fig. 3-11 et Fig. 6-5). Une partie des gaz résiduels, dont la distribution de température est déjà relativement inhomogène, sont renvoyés dans la partie supérieure de la chambre, autour du jet de remplissage d'air (voir instants SOI-1.5 ms à +1.5 ms sur la Fig. 6-5).

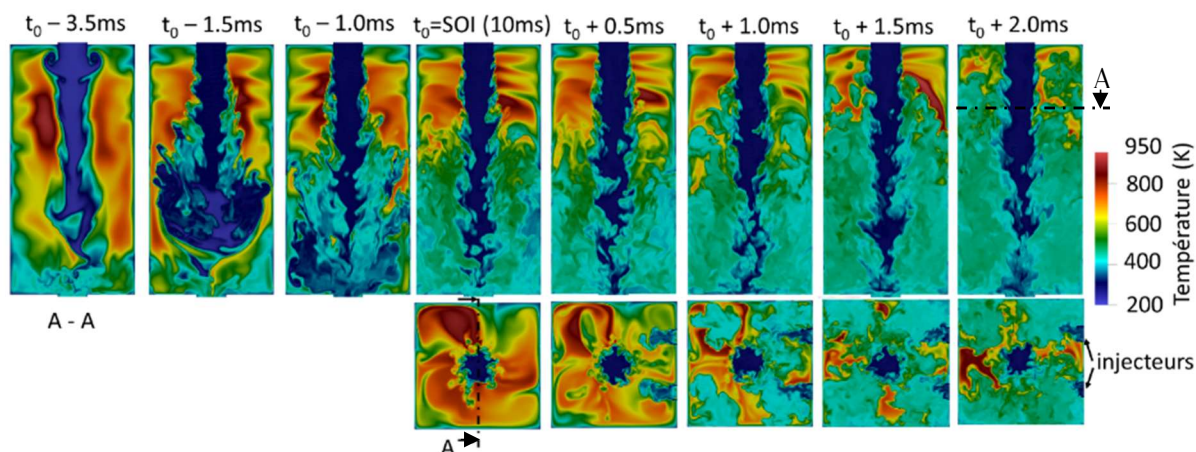


Fig. 6-5. Evolution temporelle (extrait de la LES) de la température, dans le plan médian de la chambre et dans le plan des injecteurs proches de l'admission, pendant le début du remplissage (à 12 ms, $p = 1.8$ bar).

L'évolution de l'émission directe InfraRouge (IR) du fluide pendant le cycle est résolue temporellement par une caméra IR rapide (Telops FAST M2k⁴⁷) dont l'intégration spectrale va de 3.0 à 5.4 μm . Le temps de pose est de 50 μs . La transmission dans l'IR des hublots (4 cm d'épais) en silice 7980 varie de 70 %/cm à 3.0 μm à 90 %/cm à 3.3 μm et chute à 0 % passé 4.2 μm . Utilisé sans étalonnage, ce type de visualisation ne permet pas d'obtenir une mesure quantitative de la température mais reste utile pour se donner une idée des hétérogénéités de température. L'émission infrarouge du fluide observée pendant le remplissage correspond principalement à l'émission des molécules d' H_2O et de CO_2 [159, Ch. 13.4], principales composantes des gaz brûlés. Leur rayonnement se superpose à celui de la paroi de la chambre (20°C pour ces acquisitions), constituée de 17-4 PH (acier inoxydable) et sur laquelle sont disposés les capteurs de pression et la bougie d'allumage. Les gaz brûlés se comportent comme un corps gris dont l'émissivité dépend de la pression et de la température. L'intensité du rayonnement infrarouge est globalement en puissance 4 de la température. On peut estimer la variation de l'émissivité sur la base des tables présentes dans [159, Ch. 13.4] qui dépend du produit de la pression partielle du gaz par l'épaisseur de gaz rayonnante. Le calcul 0D donne une fraction molaire d'environ 8.7 % pour le CO_2 et 11.6 % pour l' H_2O soit des pressions partielles respectivement de 0.09 et 0.12 bar (pression totale de 1.0 bar qui varie peu pendant la phase de

⁴⁷ Cette série d'acquisition a été réalisée dans le cadre d'une démonstration commerciale par Telops, aussi jusqu'à présent aucune acquisition IR n'a été réalisée simultanée à un rallumage.

mélange sur 2.5 ms). Si on suppose une épaisseur de gaz rayonnant égale à environ la moitié de la largeur de chambre, l'émissivité du CO_2 est quasi constante (~ 0.025 à 1 bar et 900 K) et celle de l' H_2O diminue d'un facteur 3 (~ 0.01 à 1 bar et 1000 K) sur la plage de température 300 – 1000 K. La température maximale estimée par simulation 0D est de 1000 K. Aussi, la température variant potentiellement d'un facteur 2.5 (ramenée à la température de paroi ~ 400 K) soit à la puissance 4, un facteur ~ 40 . Aussi la variation que l'on observe est très probablement au premier ordre la variation de température du gaz brûlé résiduel.

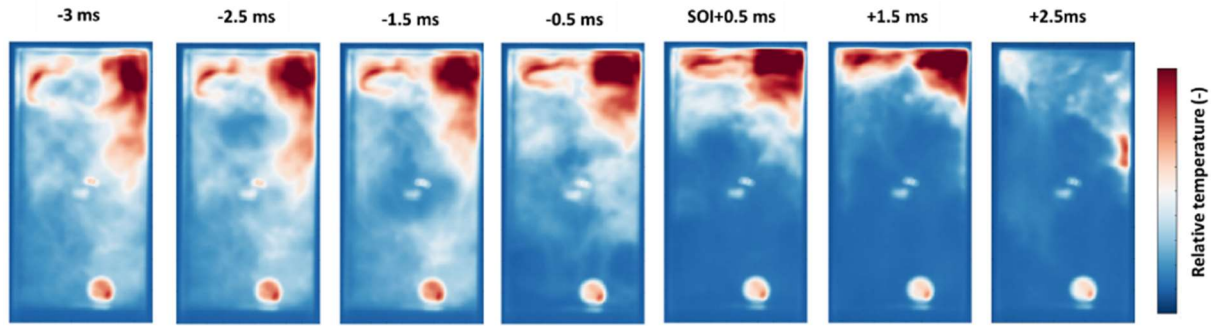


Fig. 6-6. Evolution du signal IR pendant le remplissage sur un cycle en condition similaire à celui de la Fig. 6-5. Le rond fixe en bas à droite correspond à une différence d'émissivité du au dépôt silicone utilisé pour limiter la dérive du capteur de pression 607C et les points fixes au centre correspondent à la bougie (céramique et résidu de peinture utilisée pour la PIV).

La stratification mise en évidence par la LES est confirmée par les visualisations d'émission infrarouge (IR) directe effectuée sur des cycles en condition similaire à la LES (voir Fig. 6-5). Cette visualisation IR permet de retrouver l'effet de refoulement des gaz résiduels chaud dans des zones proches de l'admission (-3 ms à -0.5 ms sur la Fig. 6-5) et de confirmer que la durée pour laquelle cette zone persiste après le début d'injection de carburant, est d'environ 1.5 ms.

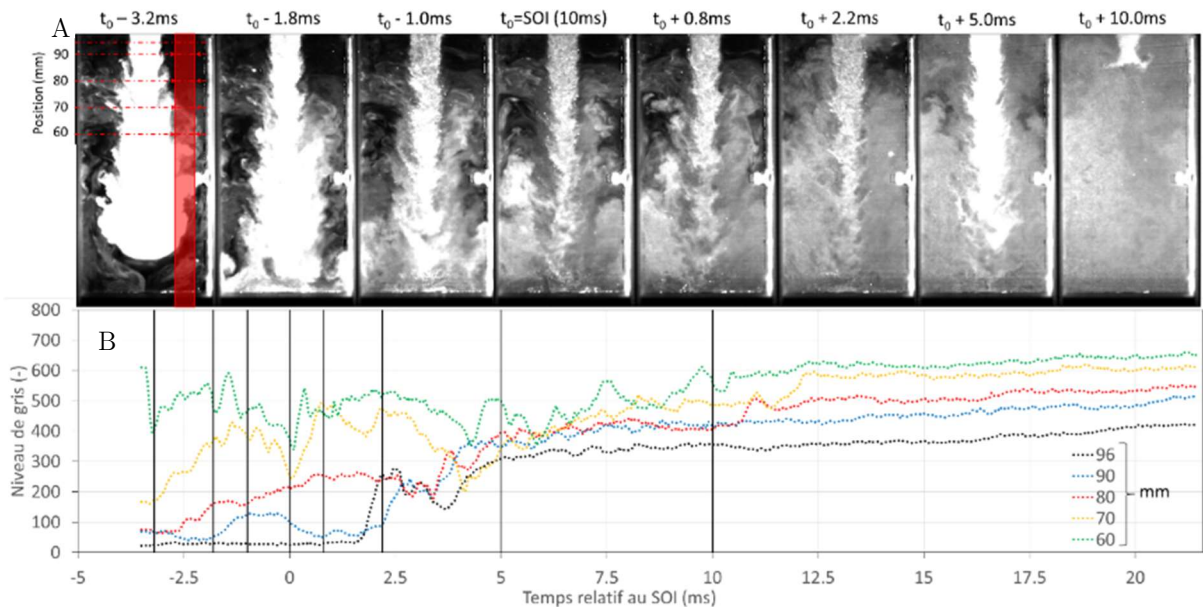


Fig. 6-7. A. Tomographie par diffusion de Mie pendant un cycle sans rallumage au réglage de séquence de la Fig. 6-1. L'échelle de niveau de gris est la même à tous les instants (0-800). B. Evolution en fonction du temps de la moyenne des niveaux de gris à plusieurs positions dans la chambre (moyenne sur la bande rouge).

Des tomographies par diffusion de Mie sont réalisées simultanément à une séquence relative au rallumage, ce qui confirme que la phénoménologie de remplissage est la même dans ces conditions et que son comportement est similaire. Sur les tomographies, les zones proches du jet restent sombres pendant un temps plus important (2.5 ms voir Fig. 6-7) alors même qu'on y distingue les effets de la turbulence (à 2.2 ms), associée à de l'air frais ensemencé d'huile. Cela suggère qu'alors même que de l'air se mélange aux gaz brûlés, la température d'interface y est suffisamment élevée pour évaporer le traceur ($T_{\text{évap.}} \sim 700 \text{ K}$) donc que la température y est bien nettement plus élevée qu'à plus basse pression.

Le propane est injecté plutôt proche de ces zones, et on peut trouver dans les délais compatibles avec les observations, du propane présent dans ces zones (voir Fig. 6-8). Les simulations LES réalisées n'ont pas fourni le facteur de dilution locale. Cependant, on peut inférer qu'étant donné le caractère « laminaire » des structures de résiduel comprimés dans le haut de la chambre (voir Fig. 3-8), qu'assez peu d'air frais issus de l'admission atteint ces couches. Le cas échant, lors de la transition laminaire vers turbulent de ce zones (voir Fig. 3-8), l'effet de dilution de l'air frais est important et diminue drastiquement la température du mélange (voir Fig. 6-5), bloquant la cinétique chimique. Cela peut suggère que le rallumage a lieu entre l'oxygène résiduel présent en concentration importante (10 % en masse en moyenne calculée par le 0D car l'OER est de ~ 0.67) et le propane directement injecté lors du cycle en question.

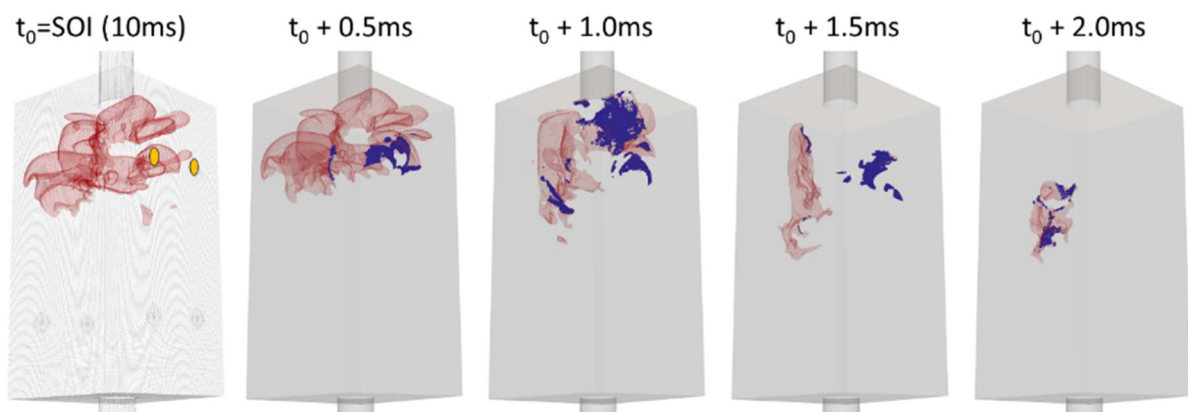


Fig. 6-8. Evolution temporelle à partir du SOI de l'intersection (bleu) entre l'isosurface 750 K (rouge) et le volume pour lequel $Y_f \geq 1\%$.

D'autres essais à richesse plus élevée ont été réalisés en avançant l'instant d'allumage de sorte à produire le même type de cycle brûlant pendant l'échappement, cependant ces conditions ne produisent que trop peu fréquemment de rallumage pour qu'il soit étudié ($\sim 1/12$ cycles). Des rallumages peuvent aussi être observés à la suite de la combustion d'un cycle trop riche où la durée de l'échappement n'est pas adaptée et mène alors à une pression plus élevée. Cela a notamment parfois été observé sur des cycles suivants le premier cycle de combustion en propane. Dans ces derniers cas, ces zones peuvent présenter un mélange encore riche en espèce radicalaires issues de la combustion du cycle précédent facilitant ainsi le rallumage. Les visualisations de chimiluminescence montrent que pour certains cycles de rallumage, notamment ceux à rallumage rapide précédés d'un cycle à combustion lente et à faible p_{max} , on continue d'observer des flammes bleutées faiblement lumineuse dans la chambre suggérant que la température maximale dans ces

zones reste importante et comparable à celle d'une flamme d'un mélange pauvre (c'est le cas des cycles B et C sur la Fig. 6-2). Vérifier la présence de radicaux résiduels nécessiterait des mesures optiques in-situ de ces radicaux. Pour commencer des visualisations directes filtrées sur les espèces OH^* et CH^* à l'aide de caméra rapides intensifiées seraient une première étape intéressante.

Le temps de résidence dans ces zones peut être estimé à l'aide des mesures PIV et les résultats LES. La LES (voir Fig. 6-9) montre que la vitesse dans ces zones est faible (0 à 5 m/s) et les mesures de PIV réalisées en cycle inerte confirme ces prédictions. Les résultats de PIV sont extraits de mesure inerte, ce qui permet la présence de gouttes dans la chambre avant remplissage du cycle suivant et de résoudre ainsi les vitesses proches du jet. Pour résoudre les vitesses dans ces zones, les premières images de chaque doublet sont appariées, permettant un *interframe* de 50 μs (soit une résolution PIV de 3.2 m/s/px), le reste de la chambre est masqué pour éviter que la *cross-corrélation* accroche sur le jet central.

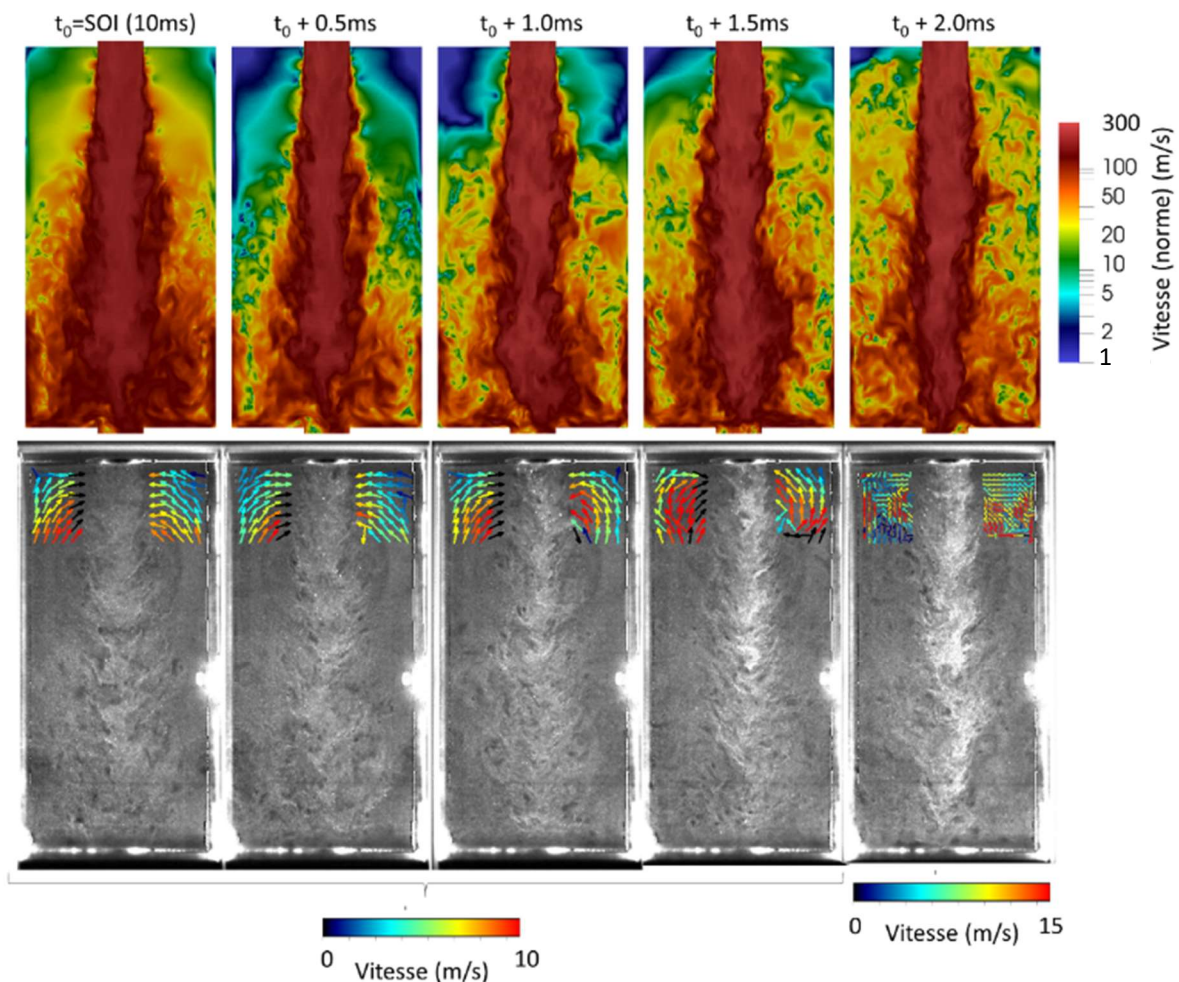


Fig. 6-9. Coupe du champ de vitesse LES (échelle logarithmique) pendant le remplissage (du SOI à SOI+2.5 ms) et résultats similaires obtenus en PIV en cycle inerte en condition similaire.

Les mesures de PIV (voir Fig. 6-9) montrent que les particules sont renvoyées dans le jet en haut de la chambre à une vitesse proche (0-10 m/s) de celle de la LES (0-5 m/s). Compte tenu des temps considérés ici (~ 2 ms), cela signifie que la distance parcourue par une particule est au maximum de ~ 1 cm (LES) à ~ 2 cm (PIV inerte). Cette dimension correspond

approximativement à la distance du bord de la chambre (large de 5 cm) au jet. Ainsi, sur un temps associé à l'existence de ces zones ~ 2 ms, la distance parcourue est inférieure à la taille de la zone. 2 ms est donc une bonne estimation du temps de séjour minimum d'une particule dans ces zones.

Dans les conditions explorées, aucun réglage n'a permis d'établir un fonctionnement continu du dispositif en rallumage. Plusieurs effets peuvent venir expliquer l'échec des rallumages stables consécutifs à un rallumage. Si le rallumage est lié à un effet de mélange entre l'oxygène des gaz résiduel et le propane injecté, la température dans ces zones peut varier d'un cycle à un autre. En effet, les distributions locales associées au résiduel (température, distribution) vont dépendre de la combustion et ces distributions peuvent donc présenter une certaine variabilité de cycle-à-cycle (comme c'est le cas pour la combustion).

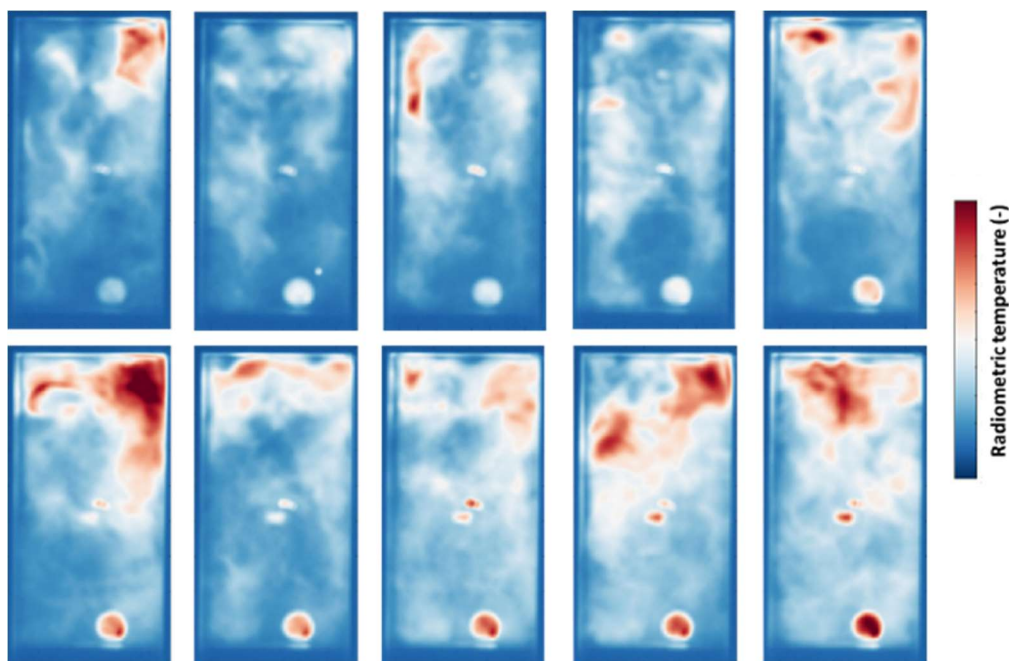


Fig. 6-10. Visualisation infrarouge prise aux mêmes instants juste avant le remplissage, pour 10 cycles réactifs successifs (d'en haut à gauche à en bas à droite).

Les visualisations par caméra IR (voir Fig. 6-10) montrent que cette variabilité est importante, ce qui participe à l'échec d'un rallumage stabilisé. Une autre cause est que lors d'un rallumage, la combustion intervient bien plus tôt dans le cycle. Or sur la séquence, le réglage de l'instant d'échappement est constant. La durée de refroidissement après la combustion est donc plus longue et les gaz résiduels sont plus froids. De plus la combustion n'est alors pas la même que pour les cycles en allumage commandé qui ne présentent pas de zone riche et le gaz renvoyé dans les zones supérieures pendant le remplissage est alors plus hétérogène en concentration d'oxygène résiduel.

6.2.1. Sensibilité du délai d'auto-inflammation à la température en mélange propane-air-gaz résiduels

Pour pouvoir obtenir l'auto-inflammation du mélange et rallumer, il est donc nécessaire que dans ces zones à température plus élevée se trouvent un mélange et une température compatibles avec les temps impartis au rallumage mis en évidence dans les paragraphes précédents. Les délais d'auto-inflammation de mélanges propane-air dilués sont assez peu documentés notamment sur la plage de températures envisagées. Ces délais sont évalués à partir du mécanisme de cinétique chimique détaillé de Sandiego [160]⁴⁸. Les réactions chimiques sont résolues sous Cantera [101] et la routine associée est fournie en Annexe M. Le délai d'auto-inflammation peut se définir de plusieurs manières, ici ce délai est défini comme l'instant associé au maximum du gradient de température (idem que [161]). Ce délai est évalué sur une large variation de température, pour une dilution variée de 0 à 80 %, une richesse variée de 0.1 à 0.9 et une pression variée de 1 à 5 bar (voir Fig. 6-11).

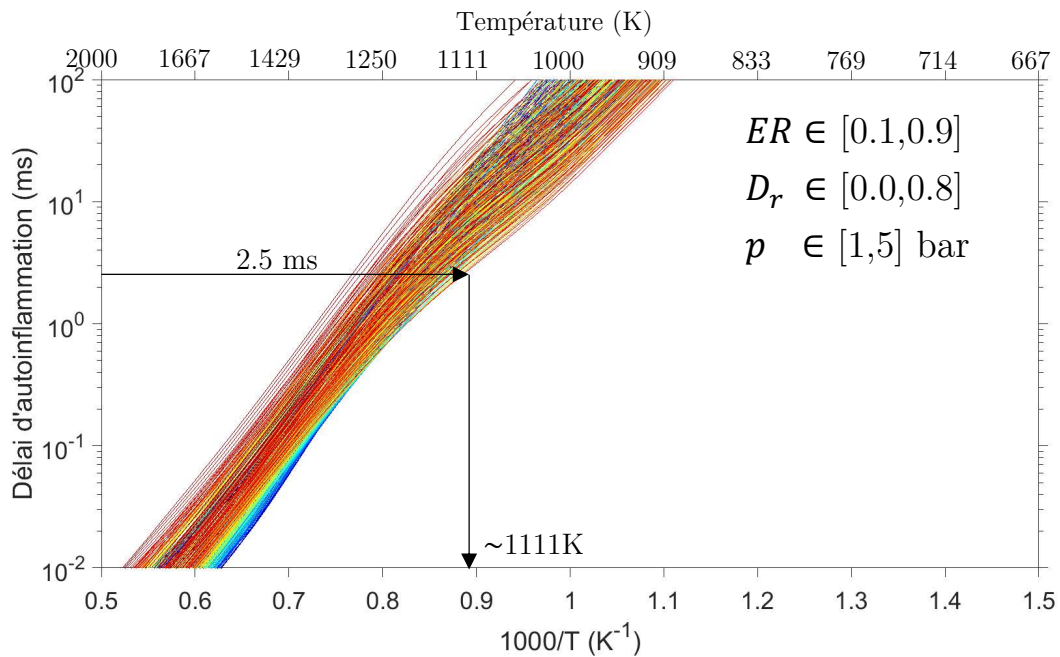


Fig. 6-11. Evolution des délais d'auto-inflammation pour des mélanges propane-air-résiduel, d'une dilution, richesse et pression initiale variable.

Globalement le délai d'auto-inflammation augmente avec la température. Certains mélanges présentent des zones de diminution du délai d'auto-inflammation avec la température à basse température (dite de *negative temperature coefficient* ou NTC). Pour le propane, sur la plage de température considérée (833-2000 K) cette zone apparaît à plus haute pression que celles explorées ici. Ce schéma de cinétique chimique détaillé est notamment retenu parce qu'il reproduit cette chimie basse température (voir Annexe M). Pour obtenir des délais consistants avec les ordres de grandeur de la milliseconde observés, il est nécessaire d'atteindre des températures supérieures à ~1111 K (2.5 ms). Sur la gamme de pression estimée (1-5 bar), le

⁴⁸ Version du 14-12-2016.

délai d'auto-inflammation est une fonction croissante de la température. Pour estimer l'effet de chaque condition : dilution, richesse et pression, sur la température, on extrait la température associée au délai d'auto-inflammation noté τ à 2.5 ms (Fig. 6-12).

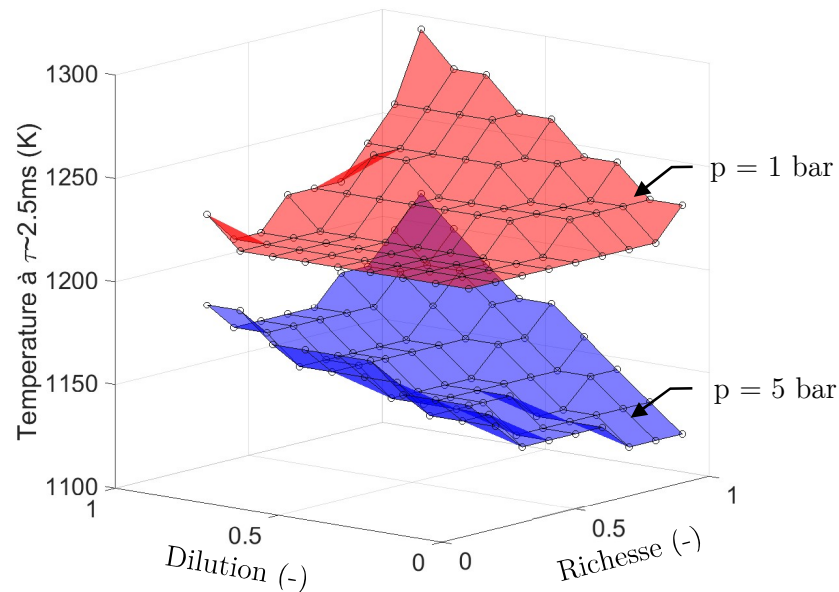


Fig. 6-12. Evolution de la température d'auto-inflammation, associée à un délai de $\sim 2.5\text{ms}$, en fonction de la dilution et de la richesse du mélange.

La température requise diminue avec l'augmentation la pression et de la richesse. A fortiori, pendant le remplissage (de 3 à 5 bar), le résiduel est comprimé ce qui en augmente sensiblement la température ce qui est donc favorable au rallumage. La dilution augmente cette température. Sur la gamme 3-5 bar, toutes richesses et dilutions confondues, la température moyenne à 2.5 ms est de $\sim 1160 \pm 22\text{K}$ (min : 1111 K, max 1235 K). Aussi il est clair que la température moyenne 0D du résiduel n'explique pas le rallumage. Ce seuil de température associé aux délais déterminé expérimentalement est compatible avec les températures adiabatiques de détente du résiduel, aussi il est envisageable que ce dernier ait lieu par auto-inflammation d'un mélange propane/air/résiduel.

6.2.2. Synthèse sur le mécanisme de rallumage mélange propane-air

Le rallumage est systématiquement observé dans la partie supérieure de la chambre, dans les zones de basse vitesse autour du jet d'air de remplissage. Une fraction du résiduel est renvoyée et comprimée dans ces zones et une autre est mélangée à l'air de remplissage. L'échappement est moins turbulent que l'admission. On observe avant remplissage, l'existence de température proche de la température adiabatique d'échappement dans les résiduels (LES). Ces températures subsistent pendant 1 à 2 ms dans ces zones où la vitesse (< 10 m/s) permet des temps de séjour du même ordre de grandeur que leur temps d'existence. Ces temps sont compatibles avec des délais d'auto-inflammation de mélange propane-air-gaz brûlé résiduel pour des températures élevées (> 1111 K). Qui plus est, dans le cas de combustion se terminant juste avant l'admission, des radicaux non-recombinés peuvent être renvoyé dans ces zones, favorisant d'autant plus un rallumage rapide. Pour favoriser et permettre de maintenir ce fonctionnement, il pourra être nécessaire de mettre en place un contrôle dynamique de l'ouverture d'échappement et de la quantité de carburant injectée. Pour l'échappement cela permettra par exemple en l'indexant sur la pression maximale, de limiter le refroidissement avant l'échappement. Pour le carburant, cela permettrait de limiter les zones de sur-richesse dans les cycles à rallumage et de favoriser une combustion globalement plus pauvre. Enfin, les visualisations IR montrent que la nature stochastique de la combustion induit des variations importantes dans la distribution de température du résiduel, ce qui peut notamment expliquer le manque de réussite de certains cycles de rallumage, qui allument alors en allumage commandé.

6.3. Cas d'un carburant liquide d'allumage par gaz résiduels : rallumage en n-décane/air

Quelques essais de rallumages ont été réalisés en n-décane. Pour montrer le potentiel et les limites de l'utilisation du rallumage vis-à-vis d'une application concrète, un cycle de rallumage est donné en exemple et décrit au moyen de visualisation de la chimiluminescence et des signaux de pression associés (Fig. 6-13) dans cette section.

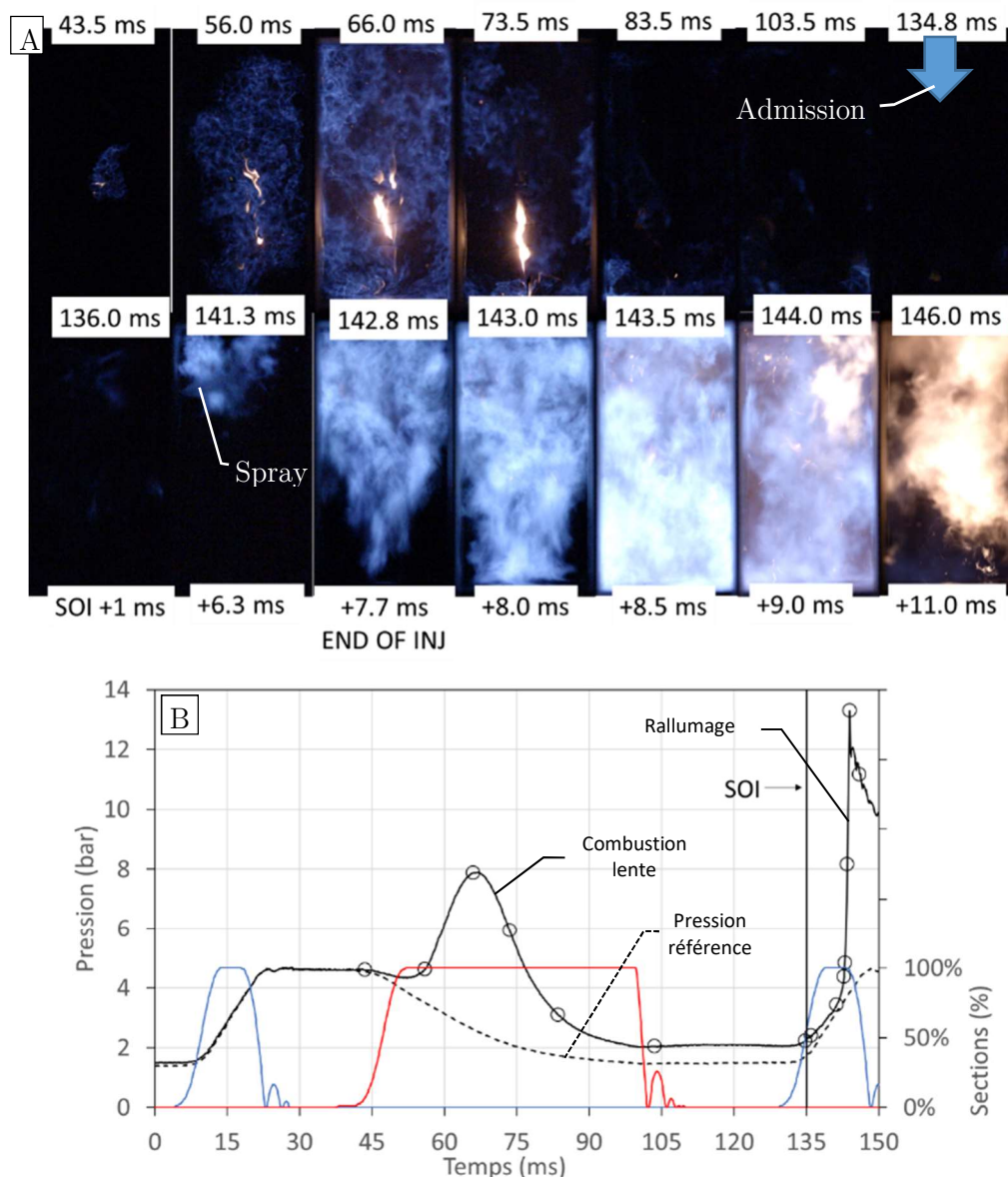


Fig. 6-13. A. Visualisation directe de la chimiluminescence directe d'un cycle à rallumage en injection directe de n-décane liquide. B. Evolution du signal de pression du cycle précédent le rallumage, et du rallumage. En pointillé figure le signal de pression inerte pour référence.

L'OER visé est de 0.85, la pression d'échappement est de 1.0 bar. Le cycle précédant le rallumage est allumé par une étincelle à 28.5 ms et brûle très lentement. En effet, le t_{0-90} est de 35 ms contre 21.4 ms sur des cycles, décrits au Chapitre 5, dont la pression d'échappement vaut 2 bar. Sur ce cycle à allumage commandé, la pression d'échappement finale n'est pas égale à la pression du

réservoir aval (voir la différence par rapport à un cycle inerte donné en Fig. 6-13 à 103.5 ms), l'échappement n'est pas total, ce qui suggère une masse et une température de résiduel plus élevée. Une partie du mélange continue de brûler pendant l'échappement. Au début de l'admission du cycle rallumé (134.8 ms), on note la présence persistante de flammes résiduelles dans la chambre notamment dans le bas de la chambre. Comme dans les cas au propane, le résiduel est renvoyé autour du jet d'admission durant la phase de remplissage, entraînant les noyaux de flamme résiduels par advection (136 ms). Une milliseconde après le début de l'injection de carburant, une flamme bleutée fortement plissée se stabilise autour du spray liquide de n-décane (visible à 141.3 ms sur la Fig. 6-13.A).

Une flamme bleutée (i.e. pauvre) parcourt les 3/4 de la chambre en ~ 1.7 ms ce qui correspond à une vitesse apparente de 44 m/s et brûle rapidement une première partie du mélange. La pression d'injection de carburant élevée permet d'injecter tout le carburant (pression d'injection de combustible liquide de 50 bar contre 6 bar pour le propane gazeux). Cependant parce que le rallumage est rapide, la combustion donne lieu à une montée de pression à ~ 13 bar en 2 ms (voir Fig. 6-13) ce qui contribue à bloquer le remplissage en air qui n'est pas terminé. Passé 10 bar, l'air d'admission est refoulé dans le réservoir d'admission ce qui limite la montée de pression. La seconde partie de la combustion est alors extrêmement riche (144 ms à 146 ms). Le fait de ne pas assurer une combustion avec une vanne d'admission fermée contribue aussi à limiter la montée de pression.

Cet exemple illustre d'une part la possibilité de stratégies de rallumage en injection de n-décane liquide, basée sur une géométrie de chambre où une partie sert de réservoir à gaz résiduel. D'autre part, ce cas montre la possibilité en cas d'instabilité de cycle (advection du noyau et retard de la combustion) d'induire un rallumage précoce conduisant à une montée de pression précoce pendant l'admission. Sur une turbomachine, cela peut notamment conduire à une montée de pression en amont de la chambre ce qui peut mener au pompage sur le compresseur.

6.4. Conclusion et perspectives

Un phénomène de rallumage par gaz résiduel est observé sur certains cycles de combustion en injection directe de combustible gazeux, du propane, ou liquide, du n-décane. Ce phénomène est caractérisé dans des conditions favorisant le rallumage, i.e. faible richesse ($OER = 0.66$), allumage tardif ($t_{ign} = 32.5$ ms) et cycle plus court (10 Hz). Sur ces points de fonctionnement, la performance des cycles qui brûlent à la suite d'un rallumage est caractérisée sur 30 cycles, par l'analyse des signaux de pression et de visualisation de la chimiluminescence.

Lors d'un rallumage, un noyau de flamme se développe dans les zones présentant des gaz brûlés résiduels chauds et à basse vitesse autour du jet d'admission (partie supérieure de la chambre). Ce noyau de flamme se propage ensuite au reste du mélange et la combustion obtenue peut être très similaire à celle induite par allumage commandé. Les caractéristiques du cycle (temps de combustion, pression maximale, maximum de la dérivée de pression), dépendent fortement de l'instant auquel ce noyau se propage au reste du mélange. Il existe un instant optimum (7.5 ms après le SOI soit 17.5 ms), pour lequel le temps de combustion est le plus court et le maximum de pression ainsi que le taux de dégagement de chaleur sont les plus élevés.

La génération du noyau de flamme de rallumage est rendue possible par mélange de gaz résiduel avec du mélange frais injecté pendant la phase d'admission dans des zones dont les propriétés sont favorables à la formation d'une flamme et où l'on observe notamment :

- Des températures proches de la température adiabatique de détente des gaz brûlés (~ 1000 K)
- La présence d'un mélange inflammable : {propane et/ou air} + {gaz brûlé riche en oxygène}
- L'existence potentielle d'espèces radicalaires issues d'une combustion tardive (voire d'une flamme transportée dans ces zones) dans le cas de mélanges plutôt riches
- De basses vitesses qui permettent un temps de séjour ($\sim 2-3$ ms) compatible avec des délais d'auto-inflammation de mélange (propane/air) (~ 2.5 ms à 1111 K)

Du point de vue du dimensionnement des futures chambres, cette première étude des caractéristiques de rallumage est à considérer de deux façons. (i) La première est qu'il existe un potentiel, notamment en injection directe de liquide, par stratification aérodynamique, d'être en mesure d'assurer un rallumage systématiquement du mélange, et ce, sans avoir recours à des méthodes de circulation de gaz entre chambres (voir les brevets [72] et [162]). (ii) L'autre, concerne le cas de chambre envisagée en allumage commandé. Dans ce cas, il sera nécessaire d'évaluer dans les configurations d'intérêt, l'état de la stratification en résiduel et sa variation cyclique pour s'assurer de ne pas induire de rallumage.

Dans un cas comme dans l'autre, une connaissance plus fine du mécanisme de rallumage est nécessaire et il sera intéressant de poursuivre l'étude expérimentale sur le dispositif CV2 pour mieux caractériser et comprendre les mécanismes associés. Il s'agira par exemple de réaliser des mesures instantanées de chimiluminescence ciblée, mais aussi d'évaluer la sensibilité au rallumage d'autres configuration et géométries de chambre. De plus il serait extrêmement intéressant de poursuivre les efforts menés en LES sur ces conditions, en utilisant ou en développant des modèles

pertinents à la prédiction de ce phénomène [163][106]⁴⁹. Ces résultats pourront être directement confrontés aux résultats expérimentaux adjoints et faciliter ainsi les analyses. Les résultats d'une telle étude profiteront aux deux points de dimensionnement évoqués précédemment, dans un cas pour apprendre à contrôler cet allumage par gaz résiduel, et dans l'autre cas, dans avec l'objectif de l'éviter.

⁴⁹ La seconde partie des travaux du post-doc de K.Q.N. Kha réalisés dans le cas de la chaire CAPA a débuté l'intégration d'une description lagrangienne de la chimie via la résolution d'une variation de temps de résidence superposée à la résolution LES déjà mise en place.

Conclusion générale

Dans un contexte de mobilité croissante et pour répondre aux enjeux environnementaux actuels dans lesquels doit s'inscrire le développement durable de l'industrie du transport aérien, l'autorité européenne ACARE envisage d'ici à 2050, une réduction de 75 % des émissions CO_2 et de 90 % des émissions de NO_x des appareils par rapport à l'avion de référence sortie en 2000. Les moteurs actuels sont techniquement très matures et pour assurer des progressions de consommation telles qu'envisagées, il est nécessaire de réinventer la turbomachine.

Pour la partie combustion, une des solutions envisagées est de modifier le cycle de la turbomachine pour que la combustion s'effectue non plus à pression constante, mais à volume constant, de sorte à dégager un gain de pression (actuellement une perte de $\sim 5\%$) et donc de récupérer un travail additionnel qui augmenterait ainsi l'efficacité. Plusieurs solutions comme celles proposées dans le programme ULTIMATE proposent d'intégrer des moteurs à piston dans l'architecture de la turbomachine. Ces solutions bien qu'à plus haut niveau de TRL nécessitent un incrément de masse important sur le moteur et d'autres solutions, comme par exemple la détonation rotative ou les chambres de combustion à volume constant sans piston, bien qu'à plus bas niveau de TRL sont envisagées pour tenter de limiter l'augmentation de masse associée tout en conservant le gain de travail potentiel.

Cette thèse s'inscrit dans le cadre de la chaire industrielle française de recherche CAPA (ANR-SAFRAN Tech-MBDA France) qui porte sur l'étude de modes de combustion alternatifs pour la propulsion aérobée aéronautique, et en particulier sur l'analyse des processus élémentaires de la détonation rotative et de la combustion à volume constant (CVC). Des études antérieures réalisées sur un prototype de chambre CVC à cames rotatives mettent en évidence l'intrication de l'aérodynamique de remplissage, de la génération du mélange et du processus de combustion. La complexité technique du prototype, requise pour permettre d'obtenir des fréquences de fonctionnement élevée (~ 40 Hz), induit une incertitude importante sur l'état du mélange à l'allumage et un accès optique réduit de la chambre ce qui limite les analyses expérimentales possibles. De plus, l'état de l'art bibliographique réalisé suggère que l'intégration de ces chambres dans une turbomachine influencera le choix de la configuration géométrique d'admission et d'échappement, cette configuration étant fixe sur le prototype.

Développement d'une configuration d'étude expérimentale et numérique

Dans le cadre de cette thèse, un dispositif de combustion à volume constant cyclique sans piston, le banc CV2, est développé et permet :

- l'étude des processus élémentaires (allumage, propagation) de ce mode de combustion dans des conditions maîtrisées et représentatives de l'application visée
- un accès visuel de tout le volume de chambre
- de limiter le degré de complexité technique associée au procédé d'ouverture et fermeture du volume (fréquence réduite de 40 à 8-12 Hz)
- de conserver une flexibilité de la configuration géométrique d'étude

Sur ce banc, la chambre de combustion est adjointe à des réservoirs de volumes finis qui assurent la maîtrise fine des conditions aux limites d'admission et d'échappement. Ces conditions aux limites sont entièrement caractérisées et leurs propriétés : les volumes des réservoirs et de la chambre, y compris les volumes morts et crevasses, les sections d'ouverture des vannes et des injecteurs ainsi que les masses injectées dans la chambre pendant la phase d'admission, sont connues avec précision. Qui plus est, les réservoirs d'échappement permettent de travailler en contrepression ce qui rend possible l'évaluation de l'effet de restriction imposée par un distributeur haute pression de turbine. Une résolution 0D du dispositif est développée dans le cadre de la thèse pour permettre d'inférer les variables thermodynamiques non-mesurées. Après ajustement des transferts de chaleur sur la base des mesures de pression, le modèle 0D permet ainsi de reconstruire l'évolution des propriétés moyennes adjointes à la pression (masse volumique, composition, température) dans la chambre et d'extraire des bilans d'énergie à l'échelle du cycle.

Au cours de la thèse, une configuration géométrique unique (la configuration linéaire) est caractérisée. Afin d'assurer l'exactitude des bilans de masse 0D, aucun balayage n'est réalisé. L'utilisation de pré-mélange dans le système d'admission présente un certain nombre de difficultés techniques liées à la fois à sa réalisation dans le réservoir et le tuyau mais aussi à l'utilisation d'un pré-mélange avec le risque de retour de flamme et potentiellement de transition vers la détonation. Aussi, on privilégie l'utilisation de l'injection directe de propane gazeux, dans un premier temps pour favoriser le mélange et simplifier les simulations adjointes, et dans un second temps, d'un carburant liquide (n-décane) pour mieux mettre en exergue les couplages dans l'application finale.

Caractérisation du dispositif d'étude CV2 dans une condition de référence

Dans une première partie de l'étude, le dispositif est caractérisé extensivement sur un cas de référence à une pression initiale de 3.4 ± 0.1 bar, une pression d'échappement de 1.1 ± 0.1 bar et une richesse globale injectée de 1.0 avec un instant d'allumage de 32.5 ms, conditions qui permettent d'obtenir 100 % de réussite d'allumage. Dans cette configuration linéaire, l'aérodynamique de remplissage, caractérisée par PIV, est fortement dominée par la structure du jet d'admission d'air. On relève lors du remplissage des vitesses au centre du jet de l'ordre de 300 m/s. Les vitesses d'entraînement autour du jet sont faibles. Malgré l'entrée du jet dans la chambre, des zones de basses vitesses (< 10 m/s) persistent dans la chambre pendant 1 à 2.5 ms. Des simulations aux grandes échelles (LES) de la chambre de combustion sont réalisées dans le cadre de la chaire CAPA (post-doc de K. Kha). L'aérodynamique calculée étant en accord quantitatif avec les mesures expérimentales, la LES est utilisée pour analyser l'état du mélange local. Une partie des gaz résiduels présents dans la chambre sont refoulés, au début du remplissage, dans ces zones de basses vitesses où une partie du carburant est aussi injectée. Aux premiers instants (17.5 – 24 ms), la qualité du mélange dans la chambre est ainsi fortement stratifiée entre la partie basse, très bien mélangée, et la partie proche de l'admission, plus tardivement mélangée et plus diluée par des gaz résiduels et donc sensiblement plus riche. Aux instants plus tardifs (28.5 - 32.5 ms), la richesse et le champ de turbulence sont relativement

homogènes ce qui est confirmé par la forme plissée et globalement symétrique de la propagation de flamme qui en résulte. La pression maximale moyenne de combustion est de ~ 15 bar soit un rapport de pression de 4.6. On montre, sur ce point de fonctionnement, que pendant la combustion 27 % de l'énergie dégagée est perdue par échanges de chaleur aux parois et environ ~ 10 % est perdue dans des gaz imbrûlés (1/3 d'extinction aux parois et 2/3 d'extinction dans des crevasses).

L'étude des processus élémentaires réalisée est découpée en 3 parties. Dans ces parties, on adresse l'effet des paramètres du mélange (dilution et richesse), de l'aérodynamique, (instant d'allumage) et de la contrepression sur la stabilité du processus d'allumage et de la propagation de flamme.

Caractérisation de l'influence du raté d'allumage sur l'hystérésis de cycle

La variation de richesse globale (via variation de la durée d'injection) et de l'instant d'allumage génère des séquences présentant des ratés d'allumage. Aux mêmes conditions de pression, température et richesse que le cas de référence, un allumage précoce (19 ms) donne lieu à une séquence qui présente à la fois des ratés et des cycles réussis (~ 50 %). On relève une hystérésis de cycle importante. Pour les cycles dont le précédent est un raté d'allumage, la pression maximale et les temps de combustion sont respectivement de ~ 20 bar et 1.8 ms. Pour des cycles consécutifs à un allumage réussi, la pression maximale et les temps de combustion sont respectivement de ~ 15 bar et 2.8 ms. La combustion est plus longue que pour les cycles primaires. On montre que ces écarts sont principalement liés à la variation de la composition du gaz résiduel. Dans le cas des cycles primaires, le résiduel contient un pré-mélange de richesse équivalente à celle injectée, alors que dans le cas des cycles secondaires le résiduel est composé de gaz brûlés.

Caractérisation de l'influence de la vitesse, de la dilution et de la richesse sur l'allumage

La réussite d'allumage est analysée cycle-à-cycle sur la base de mesure instantanée de PIV. Les champs LES suggèrent que, proche du point d'allumage, la richesse fluctue peu sur la plage d'instant d'allumage étudiée. Aussi, on montre que, pour un couple de richesse et dilution moyenne, il existe une corrélation locale entre une vitesse caractéristique statistique limite et la réussite moyenne d'allumage. Notamment cette vitesse, évaluée à 17 m/s en cycle primaire à richesse ~ 0.9 , diminue avec la richesse et la dilution. Les propriétés locales de mélange peuvent être aisément calculées par des approches de type RANS instationnaires. Aussi à l'inverse, on peut considérer que la connaissance de la vitesse caractéristique statistique limite associée aux propriétés locales moyennes du milieu permettrait d'évaluer la probabilité d'allumage.

Caractérisation des effets de la dilution sur les propriétés de la combustion

Les effets de la contrepression sont évalués en injection directe de n-décane à une pression initiale de 4.0 bar, à iso-instant d'allumage permettant d'obtenir 100 % de réussite, pour une pression d'échappement variant entre 0.6 et 2.1 bar.

Le fonctionnement en injection directe liquide sur le dispositif est possible avec du n-décane (injecteur GDI à 50 bar). Les températures initiales de travail (150°C) n'assure pas l'évaporation complète des gouttelettes de carburant dont le SMD initial est évalué ex-situ à ~ 30 μm . Le spray

a une pénétration supérieure à la largeur de chambre (80 mm contre 50 mm) cependant l'interaction du spray avec le jet d'admission prévient l'impact liquide en paroi et favorise le transport des gouttes dans la chambre ainsi que la formation d'un pré-mélange favorable à l'allumage commandé.

Sur ces points, on montre qu'augmenter la contrepression augmente de manière importante la dilution en gaz brûlé résiduel, de 15 % à 0.6 bar, à 40 % à 2.1 bar. En moyenne sur la chambre, cette dilution est froide au regard de la température adiabatique de détente du résiduel, par exemple pour 1.0 bar de contrepression, la température finale moyenne calculée par un modèle adiabatique 0D serait de ~ 910 K contre ~ 530 K réel. Cette baisse de la température s'explique par des échanges de chaleur importants ayant lieu pendant la phase d'échappement qui est relativement lente (2 fois la durée d'admission). L'extrapolation à des cas optimisés où la durée de détente serait plus courte, et/ou les parois plus chaudes, en imaginant l'utilisation de matériaux réfractaires fonctionnant à ~ 1000 K montre le potentiel de la solution. Qui plus est, à iso-pression d'échappement, expérimentalement, le produit de la masse du résiduel par la température moyenne est une constante et donc augmenter sa température permettrait de réduire la dilution en masse. Cela contribue à augmenter la température du mélange initial tout en augmentant la quantité d'air admissible ce qui serait favorable à l'augmentation à la fois de la vitesse de flamme et de la pression de combustion maximale.

Analyse du processus d'allumage par gaz résiduels

A plus haute contrepression (généralement supérieure à 2.0 bar), sur certains cycles dont la combustion est lente, et se termine pendant l'échappement, on observe le rallumage du cycle suivant avant l'instant d'allumage commandé. En propane, augmenter la contrepression à 3.0 bar pour une pression initiale de 5.0 bar, et baisser la richesse ($OER = 0.66$) induit un fonctionnement dans lequel 60 % des cycles consécutifs à un cycle à allumage commandé rallument avant l'étincelle. Cette condition permet la caractérisation de ce type de cycle. On montre que le rallumage intervient dans les parties à basse vitesse de la chambre, autour du jet d'admission, pendant ou à la fin du remplissage et forme un noyau d'allumage qui se propage au reste de la chambre comme dans le cas d'un cycle à allumage commandé. Les caractéristiques de cycle dépendent fortement de l'instant de rallumage. On montre ainsi qu'il existe un optimum d'instant de rallumage pour lequel l'état du mélange et du champ de turbulence permet une propagation de flamme rapide pour laquelle on obtient la pression maximale de combustion et le taux de dégagement de chaleur les plus élevés.

Le mécanisme de rallumage peut être caractérisé par des analyses effectuées simultanément (chimiluminescence intégrale, PIV) ou séparément (PIV, visualisation infrarouge (IR) sur 3.3-4.2 μm , LES). La température moyenne calculée par 0D est trop basse pour justifier du rallumage par mélange avec le résiduel. Cependant, les LES et les visualisations IR montrent clairement que le résiduel est très stratifié en température. Pendant le remplissage, ce résiduel, dont la température est proche de la température adiabatique de détente, est renvoyé dans les zones de basse vitesse autour du jet d'admission. Une partie du carburant est injectée dans ces zones et l'on mesure en LES la superposition de zones encore à haute température et contenant du

carburant fraîchement injecté. Les temps de séjour sont évalués au minimum entre 1 et 2.5 ms ce qui est compatible avec les délais d'auto-inflammation de mélange propane-air d'une température supérieure à 1160 K. On observe distinctement sur certains cycles le renvoi de poches de gaz présentant encore un rayonnement bleuté, indicatif de l'existence d'une flamme, qui persiste et provoque un rallumage du mélange extrêmement rapide. La nature exacte de la composition du résiduel (gaz brûlé et/ou gaz frais + flamme) reste donc à établir de manière systématique par exemple en réalisant des mesures spectroscopiques ou une visualisation de la chimiluminescence filtrée CH^* et OH^* . Quoi qu'il en soit, le temps de séjour suggère que le rallumage thermique est possible et ce mécanisme n'est donc pas à écarter. Enfin, on montre qu'en n-décane le rallumage peut aussi être obtenu sur certains cycles. Le rallumage par mélange avec résiduel peut être envisagé sous la forme d'un mode de combustion à part entière. On pourrait ainsi imaginer des chambres dans lesquelles la stratification aérodynamique pendant l'admission permettrait de se dispenser d'allumeur en régime établi. En allumage commandé, le rallumage est impérativement à éviter et il est nécessaire d'être en mesure de l'évaluer dans une simulation de dimensionnement pour prévenir ces événements de combustion incontrôlés. En effet, une montée en pression trop précoce dans la chambre pendant le remplissage pourrait par exemple induire une montée de pression dans le plénum d'admission et potentiellement mettre en pompage le compresseur.

Le mélange et le potentiel de rallumage, comme on l'a mis en évidence, sont fortement influencés et structurés par l'aérodynamique de remplissage. Les perspectives directes associées à ces travaux sont multiples et incluent notamment la variation paramétrique de la configuration d'admission – éjection (voir Fig. 2-2), d'injection et d'allumage⁵⁰. Enfin, les mesures d'émissions de NO_x n'ont pas été implémentées et des solutions en adéquation avec le mode opératoire, instationnaire et sur un temps limité, du dispositif sont en discussion (sonde NO_x , baie d'analyse, etc.).

⁵⁰ Un abstract, « Geometry Effects on the Pressure, Velocity Field and Operation of An Airbreathing Constant-Volume Combustion Chamber », a été proposé à la conférence AIAA Propulsion & Energy 2019 et discute de cette variation de géométrie dans d'autres configurations d'admission-éjection.

Annexes

A. Calcul du rendement des cycles thermodynamiques de Brayton et Humphrey

Généralité sur les cycles thermodynamiques

On considère un cycle d'une machine thermodynamique qui amène une particule d'un état (p_1, T_1, X_1) à un état (p_1, T_5, X_5) . La transformation de retour de 5 à 1 ramène les produits à l'état de réactifs par un mécanisme isobare. Sur le chemin de $1 \rightarrow 5 \rightarrow 1$, la conservation de l'énergie traduit que la variation d'énergie interne totale sur le cycle est nulle soit $\Delta U = Q + W = 0$.

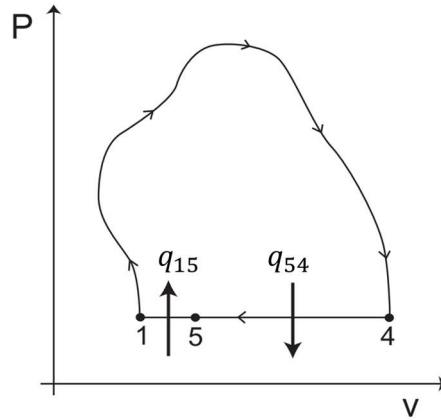


Fig. 0-1. Diagramme p-v pour un cycle thermodynamique arbitraire finissant par un processus à pression constante (adapté de [31]).

Dans une turbomachine, la somme des travaux W s'expriment comme la différence entre travail récupéré pendant la détente, W_T , et celui de compression, W_C . La somme des chaleurs échangées Q correspond à la somme et de la chaleur perdue de manière isobare pour ramener les produits détendus en 4 à la température initiale en 5, q_{54} et de la chaleur de réaction q_c équivalente à l'énergie nécessaire pour transformer les produits en 5, en réactif à nouveau en 1 d'où $q_c = q_{15}$. Le premier principe appliqué au cycle se réécrit

$$|W_T| - |W_C| = |q_{15}| - |q_{54}| = q_{14} \quad (1)$$

Le rendement est le rapport du travail net W à la chaleur apportée, q_c

$$\eta = \frac{|W_T| - |W_C|}{|q_c|} = 1 - \frac{|q_{45}|}{|q_c|} \quad (2)$$

Cycle de Brayton idéal

Le cycle idéal décrit est représenté en Fig. 0-2. L'évolution thermodynamique est la suivante : le fluide, de composition supposée constante, subit d'abord (i) une compression adiabatique de 1 à 2, (ii) puis un échauffement isobare de 2 à 3, (iii) puis une détente adiabatique de 3 à 4.

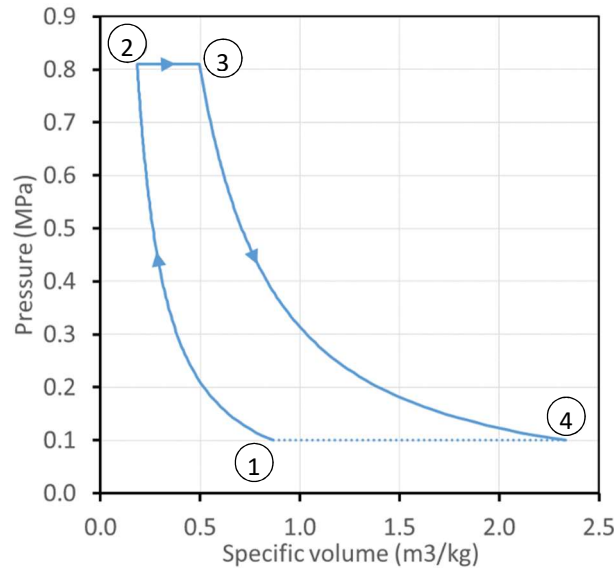


Fig. 0-2. Diagramme p - v d'un cycle de Brayton

(i) La compression (1 à 2) de l'air qui traverse le compresseur est supposée adiabatique. La température en sortie de compresseur s'écrit

$$T_2 = T_1 \pi_C^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (3)$$

Où $\pi_C = p_2/p_1$ correspond au taux de compression.

(ii) La température de combustion est donc

$$T_3 = T_2 + \frac{q_c}{c_p} \quad (4)$$

Où q_c est la chaleur de combustion apportée par unité de masse de mélange. (iii) La détente à travers la turbine est supposée adiabatique, la température de fin de détente s'écrit donc

$$T_4 = T_3 \pi_C^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (5)$$

Le rendement thermodynamique du cycle de Brayton s'écrit donc

$$\eta = 1 - \frac{c_p T_1}{q_c} \left(\left(\pi_C^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} + \frac{q_c}{c_p T_1} \right) \pi_C^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} - 1 \right) \quad (6)$$

Soit

$$\eta = 1 - \pi_C^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \quad (7)$$

Cycle de Brayton non-idéal [22]

Les rendements de compresseur et de turbine sont supposés non-unitaires et notés respectivement η_C et η_T . Les coefficients isentropiques et la constante des gaz parfaits sont supposés différents, i.e. $\gamma_T \neq \gamma_C$. et $R_T \neq R_C$. On obtient pour le travail compresseur

$$|W_T| = \frac{c_{p,C}}{\eta_C} T_1 \left(\pi^{\frac{\gamma_C-1}{\gamma_C}} - 1 \right) \quad (8)$$

Pour le travail turbine

$$|W_T| = \eta_T c_{p,T} T_3 \left(\pi^{\frac{\gamma_T-1}{\gamma_T}} - 1 \right) \quad (9)$$

On considère un c_p moyen (C compresseur, T turbine) pendant la combustion, la chaleur apportée s'écrit

$$q_c = \frac{c_{p,T} + c_{p,C}}{2} (T_3 - T_2) \quad (10)$$

D'où le rendement du cycle qui s'écrit

$$\eta = \frac{\eta_T c_{p,T} \frac{T_3}{T_1} \left(\pi^{\frac{\gamma_T-1}{\gamma_T}} - 1 \right) + \frac{c_{p,C}}{\eta_C} \left(\pi^{\frac{\gamma_C-1}{\gamma_C}} - 1 \right)}{\frac{c_{p,T} + c_{p,C}}{2} \left(\frac{T_3}{T_1} - \frac{T_2}{T_1} \right)} \quad (11)$$

Cycle d'Atkinson-Humphrey idéal

Le cycle idéal décrit est représenté en Fig. 0-3. L'évolution thermodynamique est la suivante : le fluide, de composition supposée constante, subit d'abord (i) une compression adiabatique de 1 à 2, (ii) puis un échauffement isochore de 2 à 3, (iii) puis une détente adiabatique de 3 à 4.

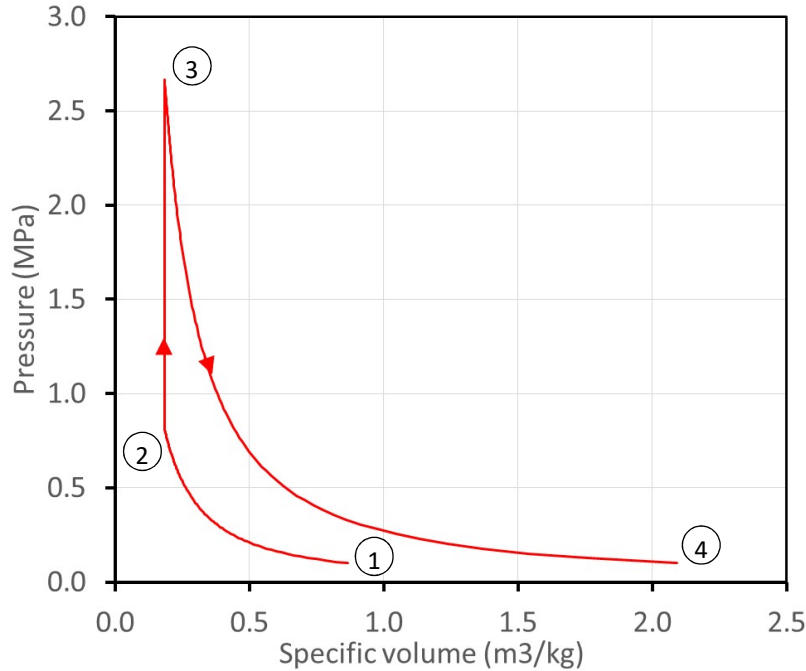


Fig. 0-3. Diagramme p - v d'un cycle d'Humphrey

(i) La compression (1 à 2) est la même que dans le cycle de Brayton,

$$T_2 = T_1 \pi_C^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (12)$$

(ii) L'apport de chaleur est à volume constant d'où

$$T_3 = T_2 + \frac{q_c}{c_v} \quad (13)$$

Où q_c est la chaleur de combustion apportée par unité de masse de mélange. Comme l'apport de chaleur est isochore, la pression augmente avec la température. Le rapport de pression à travers la combustion s'écrit

$$\frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2} = 1 + \frac{q_c}{c_v T_2} = 1 + \frac{q_c}{c_v T_1} \pi_C^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (14)$$

(iii) La détente à travers la turbine est supposée adiabatique, la température de fin de détente s'écrit donc

$$T_3 = T_2 \left(\pi_T \frac{p_3}{p_2} \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} = T_3 \left(\pi_T \left(1 + \frac{q_c}{c_v T_1} \pi_C^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right) \right)^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \quad (15)$$

Le rendement thermodynamique du cycle de Humphrey s'écrit donc

$$\eta = 1 - \frac{c_p T_1}{q_c} \left(\left(\frac{\pi_C}{\pi_T} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(1 + \frac{q_c}{c_v T_2} \pi_C^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right) \quad (16)$$

Pour des mêmes rapports de détente/compression, on obtient

$$\eta = 1 - \frac{c_p T_1}{q_c} \left(\left(1 + \gamma \frac{q_c}{c_p T_1} \pi_C^{-\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right)^{\frac{1}{\gamma}} - 1 \right) \quad (17)$$

B. Calcul de remplissage adiabatique

On supposera dans les analyses suivantes pour l'exemple, que le remplissage se fait avec de l'air qu'on supposera être un gaz parfait. On écrit la variation d'énergie interne sur le réservoir A. Pour simplifier considérons que les deux ensembles sont à une température initiale similaire $T_{A1} = T_{B1} = T_{A1}$. On a entre l'état initial (1) et l'état final (2) une perte d'énergie interne

$$\Delta U_{1 \rightarrow 2}^A = -[c_v(m_{A1}T_1 - m_{A2}T_{A2}) + \Delta m(c_v T_* - e_*)] \quad (0-1)$$

Où l'indice * correspond à un état de référence et $\Delta m = m_{A2} - m_{A1} = -(m_{B2} - m_{B1})$. Le bilan d'énergie interne sur la chambre B s'écrit

$$\Delta U_{1 \rightarrow 2}^B = c_v(m_{B2}T_{B2} - m_{B1}T_1) + \Delta m(c_v T_* - e_*) \quad (0-2)$$

On peut supposer la détente des gaz dans le réservoir suffisamment rapide pour être adiabatique, donc pour un fluide à composition fixe, isentropique. On peut alors montrer (voir Annexe 0), que la détente adiabatique en température et en masse est similaire à celle en température et pression et donne

$$T_{2A} = T_1 \left(1 - \frac{m_{A2} - m_{A1}}{m_{A1}} \right)^{\gamma-1} \quad (0-3)$$

Si on néglige les échanges de chaleur et les fuites, on peut supposer le système {réservoir+chambre} fermé. Par conservation de l'énergie interne, on peut donc écrire

$$\Delta E_{1 \rightarrow 2}^B = -\Delta E_{1 \rightarrow 2}^A \quad (0-4)$$

La composition est constante, on peut simplifier dans la suite les termes de formation. On peut alors exprimer directement T_{B2} la température de fin de remplissage dans la chambre en fonction de la variation d'énergie interne, de la variation de masse Δm et de l'énergie interne initiale de la chambre. On obtient donc

$$T_{B2} = \frac{1}{m_{B2}} \left(\frac{\Delta E_{1 \rightarrow 2}^B}{c_v} + m_{B1}T_1 \right) \quad (0-5)$$

L'expression de la température se simplifie donc en

$$T_{B2} = \frac{T_1 m_{A1}}{m_{B1} + \Delta m} \left(\frac{m_{B1}}{m_{A1}} + 1 - \left(1 - \frac{\Delta m}{m_{A1}} \right)^\gamma \right) \quad (0-6)$$

L'expression peut alors se simplifier en considérant une variation de masse petite devant la masse initiale du réservoir, i.e. $\Delta m \ll m_{A1}$

$$T_{B2} \cong T_1 \left(1 + (\gamma - 1) \frac{1}{1 + \frac{m_{B1}}{\Delta m}} \right) \quad (0-7)$$

Dans le cas où $\Delta m \gg m_{B1}$, la solution présente une asymptote $T_{B2} = \gamma T_1$

Annexes sur la caractérisation de la chambre

C. Mesure des volumes

Mesure de la chambre

Le volume interne de la chambre est mesuré par remplissage en eau et pesée du volume d'eau ajouté dans la chambre. Pour ce faire la vanne d'admission est déconnectée et la vanne d'échappement fermée.

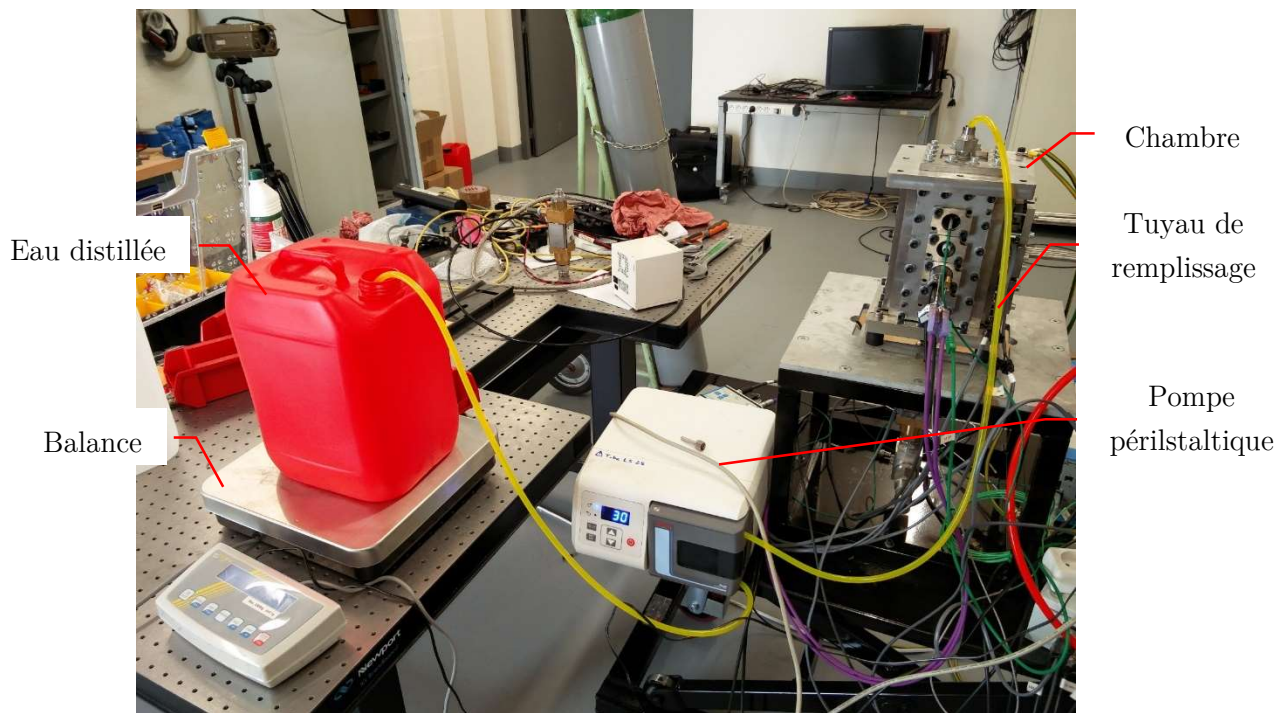


Fig. 0-4. Mesure des volumes de la chambre par mise en eau

La chambre est mise en eau, à débit constant par une pompe péristaltique. L'eau est pompée depuis un baril d'eau distillée (en rouge sur la Fig. 0-4) à travers un tuyau flexible. Pour limiter l'incertitude, avant le remplissage, le tuyau flexible est rempli d'un bout à l'autre d'eau. On relève ensuite la masse avant et après le remplissage. La balance utilisée est une DS 20K0.1 (Axess Industries™) d'une charge maximale de 20 kg et une précision de 0.1 g (soit 0.1 cc pour de l'eau à 20°C). L'opération est réalisée 5 fois. La masse mesurée est très répétable avec un écart type faible 0.5 % sensiblement supérieur à l'incertitude de la balance (0.07 %). Entre deux remplissages, la chambre est mise au vide (~ 1 mbar) notamment pour évacuer l'eau liquide des crevasses. On réalise la même opération 3 fois pour la vanne. La mesure est bien répétable et l'écart type est faible de 0.7 % (l'incertitude sur la masse est de 1.4 %). Aussi on construit l'incertitude sur le volume de chambre sur l'écart type de ces mesures. L'incertitude finale retenue est de 0.5 % pour un volume total de 0.3214 L.

Mesure des réservoirs

Les volumes des réservoirs d'admission et de propane sont mesurés par pressurisation en gaz à haute pression et pesée de la bouteille servant à pressuriser. La balance utilisée permet de peser jusqu'à 100 kg avec une précision en linéarité de 2 g (Gibertini CPZ 100 P).

Pour le système d'admission, la bouteille utilisée est une L50 (41.5 L) pèse ~63 kg et contient de l'air. La bouteille est positionnée verticale et centrée sur la balance. La bouteille est connectée au réservoir via un flexible haute pression à une vanne pointeau positionnée sur le réservoir. Le flexible est donc sous pression avant pesée ce qui permet de ne prendre en compte que la masse transvasée et pas celle contenue dans le flexible. Le système d'admission (réservoir, flexible, connectiques) est lentement (plusieurs heures) mis sous pression depuis le vide à une pression de ~10 bar, pour limiter l'effet de compression adiabatique de remplissage et la variation de température. L'opération est répétée 4 fois. Le volume est déterminé à partir de la loi des gaz parfaits, via la mesure de variation de masse et de pression, en supposant le gaz à la température du réservoir. Le volume déterminé est de 20.764 L, l'écart type est de 0.3 %. L'incertitude cumulée sur la mesure relative de pression (16 mbar), sur la mesure relative de masse (2 g) et de température de 0.5°C, donne une incertitude de 2 % sur le volume total.

Pour le système d'injection de propane, la bouteille est une L50 d'azote et pèse ~75 kg. Le mode d'opération est alors le même que pour le système d'admission. Le système de propane, sans la connectique flexible basse pression, est mis sous pression à ~75 bar. Le volume déterminé est de 3.790 L et l'écart type de 1.7 %. L'incertitude cumulée sur la mesure relative de pression (0.1 bar), sur la mesure relative de masse (1 g) et de température de 0.5°C, donne une incertitude de 1.4 % sur le volume total.

D. Transmission spectrale des hublots

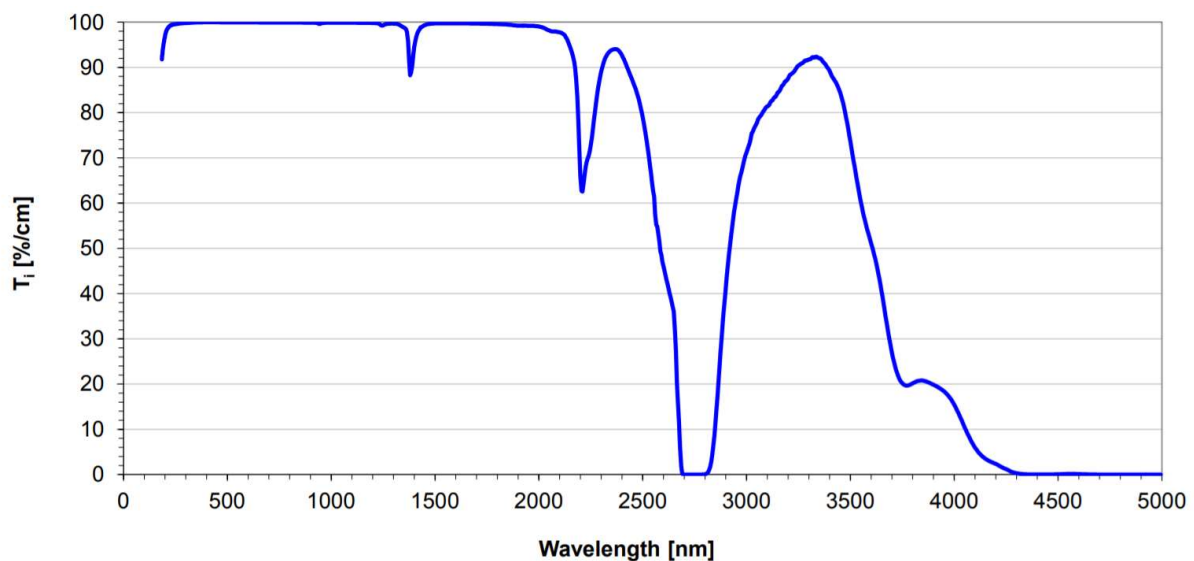


Fig. 0-5. Transmission spectrale des hublots en silice 7980 KrF [164]

E. Ouverture des vannes

Une configuration optique dédiée a été mise en place pour mesurer correctement le temps d'ouverture de la vanne avec une commande TTL de durée variable. La vanne est observée sous un angle légèrement inférieur à 45° (voir Fig. 0-6), étant donné que la dimension de la cavité est approximativement l'angle minimum pour lequel on peut observer le tube de valve. La distorsion optique a été contrôlée en vérifiant l'orthogonalité des angles saillants de la connectique de la vanne et en vérifiant à la fois la mise au niveau de la vanne et celui de la caméra. Le grossissement a été évalué en utilisant comme référence le pas du filetage ($3/4"$ gaz soit 1.814 mm par filet) de manière à ce que le grossissement soit directement corrigé du biais de perspective angulaire correspondant à celle de l'axe du tube de la vanne. Il a été vérifié que l'ouverture maximale mesurée par un moyen mécanique, c'est-à-dire en utilisant un pied à coulisse avec un dispositif approprié, correspondait à celle mesurée optiquement. La comparaison donne une ouverture maximale, en mise sous tension continue, à 2.64 ± 0.01 mm avec le pied à coulisse et à 2.59 ± 0.05 mm optiquement (50 μm de différence).

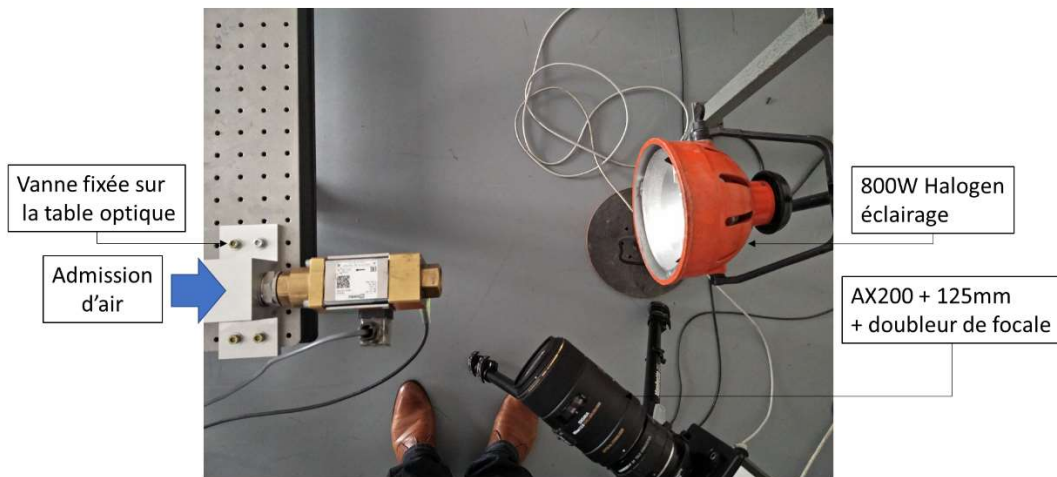


Fig. 0-6. Dispositif de mesure optique de la levée de soupape de la vanne

La configuration optique utilisée donne un grossissement effectif de $16.6 \mu\text{m}/\text{px}$ (AX200 pixel est égal à $20 \mu\text{m}$), ce qui, compte tenu de l'ouverture maximale de la vanne, est suffisamment élevé pour permettre l'observation de la levée de soupape, même avec l'atténuation provoquée par le biais angulaire (voir Fig. 0-7 où 1.43 mm correspond à environ 86 pixels).

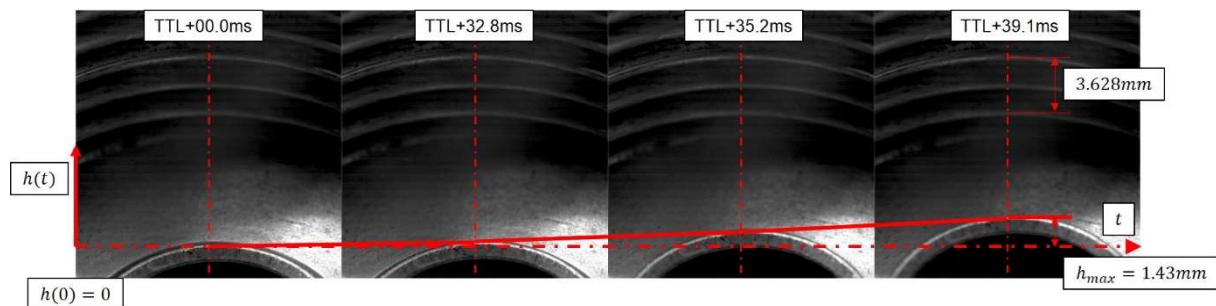


Fig. 0-7. Cinématique d'ouverture de la vanne, le grandissement est de $0.016 \text{ mm}/\text{px}$

Les acquisitions sont répétées sur un grand nombre de cycles (11 par configuration à une fréquence de 6400 images / s et temps de pose 156 μ s) et montrent une excellente répétition de l'ouverture comprise dans la sensibilité de la mesure optique (environ 25 à 50 microns). La caméra est déclenchée en mode rafale (appelé mode «random» dans PFV), qui peut enregistrer jusqu'à 500 images déclenchées par le TTL envoyé à la vanne. Compte tenu de l'instant t_0 auquel le signal est envoyé, la vanne donne généralement la réponse suivante visible en Fig. 0-8.

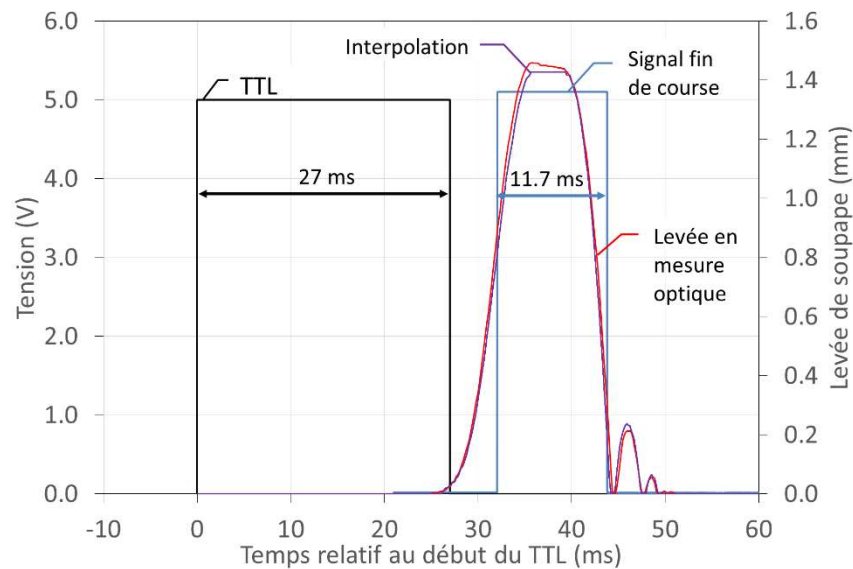


Fig. 0-8. Mesure optique de la levée comparée au profil interpolé et au TTL de commande électrique.

Tout d'abord, il existe un délai entre l'envoi de la commande TTL et l'ouverture de la vanne. Le début de l'ouverture est précisément à 25 ms après le début de la commande. Ce délai dépend de la valeur en tension de la commande électrique (ici 24 V) et de plusieurs paramètres liés au circuit de la vanne qui génère la force électromotrice (c'est-à-dire de la bobine, cœur magnétique, etc.).

Le capteur de position renvoie un signal retardé de 6.9 ms à partir du début de l'ouverture, d'une durée d'environ 8.1 ms, et quasi-synchronisé avec la fermeture de la vanne (0.5 ms plus tôt). En fermeture, le tube mobile heurte le PTFE ou le cuivre qui compose le siège ce qui induit des rebonds mécaniques qui durent pendant 5.5 ms (soit 2 à 3 oscillations). Ces oscillations induisent l'injection d'une masse supplémentaire dans la chambre et sont donc prises en compte pour le calcul de la section d'ouverture.

Pour rester aussi proche que possible des conditions d'entrée, des séries d'acquisitions sont réalisées avec une pression d'admission similaire aux expériences. Pour ces acquisitions, la vanne est connectée au réservoir d'admission (rempli d'air à 10 barA) par le tuyau d'admission alors qu'elle est vissée sur la table optique (voir Fig. 0-6). L'acquisition en pression génère des vibrations sur l'installation, de l'ordre de 25 à 50 μ m (quelques pixels) qui restent donc

négligeables⁵¹ et les acquisitions obtenues sont identiques en amplitude et en phasage. La valve présente une ouverture qui se déroule en deux phases distinctes. La première phase est hautement répétable, indépendamment de la durée de sollicitation. Pour un TTL supérieur à 30 ms, la vanne s'ouvre complètement. Pour l'admission, la vanne est sollicitée en dessous de ces temps et présente un créneau d'ouverture similaire à celui de la Fig. 0-8. La section géométrique est ensuite supposée être proportionnelle à la levée de soupape mesurée h avec

$$A(t) = h(t)\pi D \quad (0-8)$$

Où D est le diamètre interne du tube de la vanne et $D = 10 \text{ mm}$.

F. Mesure des débits injecteur liquide

La masse injectée est mesurée ex-situ par pesée de la quantité totale injectée. La balance utilisée permet une mesure de 410 g avec une précision de 1 mg (Fisher Instruments PPS413C). Pour respecter un maximum de similarité avec la condition finale d'utilisation, l'injecteur est positionné dans sa bride qui est chauffée et dont la température est régulée à 127°C. Le carburant est pressurisé à 50 bar. On s'assure par un thermocouple type K positionné sur l'injecteur, que sa température est égale à $\sim 127 \pm 1^\circ\text{C}$. L'influence de la température est vérifiée en mesurant la masse débitée aussi à température ambiante (21°C) et 96°C. La bride est suspendue au-dessus d'un bécher posé sur la balance. On vérifie que la balance et la bride de niveau (i.e. parallèles). Quatre bandes de scotch sont disposées sur le bécher ajustée autour de la buse de l'injecteur pour limiter les pertes par reflux de phase vapeur en dehors du bécher.

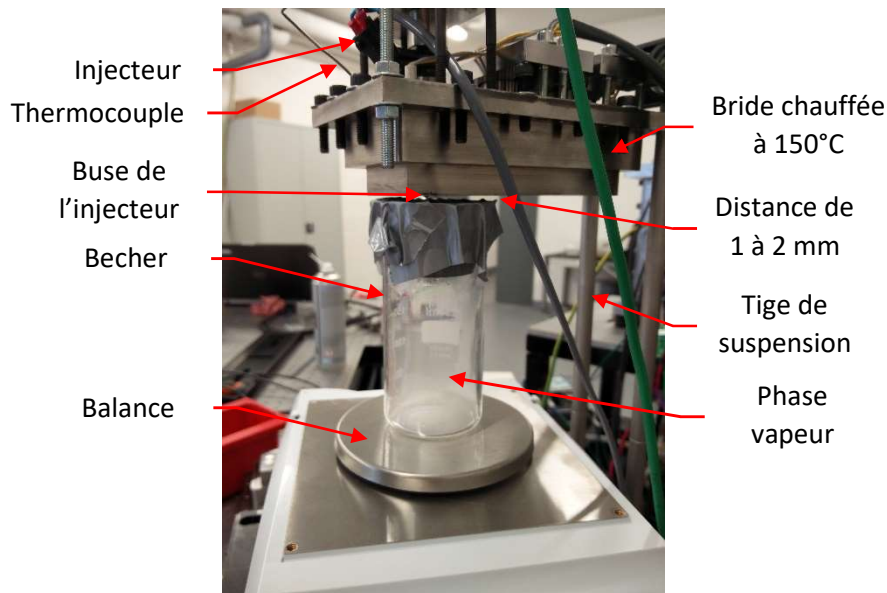


Fig. 0-9. Montage de mesure de la masse débitée par les injecteurs

La durée d'injection est variée sur la plage expérimentale utilisée (de 5 ms à 8 ms). Sur chaque point de mesure, on réalise une série de 10 injections à 8 Hz (typiquement le cycle réalisé). On

⁵¹ Le plus fort impact est sur l'éclairage. En effet, suite à une série d'essai, les pulses successifs d'air ont finis par avoir raison de la l'ampoule halogène.

attend quelques secondes en chaque tir que la mesure se stabilise, et notamment la condensation complète de la phase vapeur (voir les résidus de phase vapeur en Fig. 0-9). Chaque point est répété 3 fois.

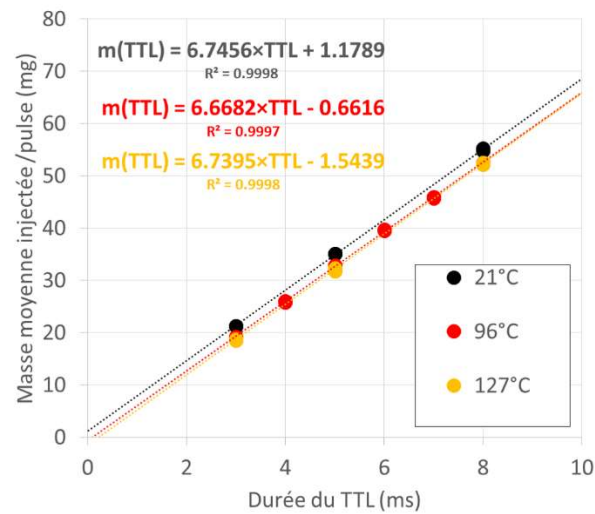


Fig. 0-10. Evolution de la masse moyenne injectée par pulse en fonction de la durée d'injection. L'incertitude est dans l'épaisseur du point.

Chaque point est donc la moyenne de 30 injections. Sur une même durée d'injection, la variabilité de point à point maximum est de 4 mg pour au minimum ~185 mg injecté au total (à 3 ms). L'incertitude de la mesure est idéalement celle de la balance soit 1 mg. On observe donc une variabilité de la masse pesée dont une partie peut être liée au reflux d'une partie de la phase gazeuse. Sur la gamme de durée d'injection étudiée, la masse injectée est linéaire de la durée de sollicitation. Pour obtenir le débit instantané ces séries de points sont extrapolées par des droites dont les coefficients dont celui de détermination (R^2) sont rapportés sur la Fig. 0-9 pour chaque température. Sur le domaine étudié, la pente de ces droites correspond au débit instantané. A 127°C, ce débit est de 6.74 mg/ms.

G. Expression de la masse débitée par mesure de pression

Sur le montage CV2, la masse débitée par les réservoirs est calculée sous l'hypothèse que la détente est rapide et donc adiabatique. Sur le système composé par le fluide dans le réservoir, les différentielles d'enthalpie et d'énergie interne spécifique lorsqu'il débite s'écrivent :

$$\begin{aligned} dh &= \delta q + v dp \\ du &= \delta q - p dv \end{aligned} \quad (0-9)$$

Où δq représente les échanges de chaleur, v le volume spécifique et dp la variation de pression. La composition est supposée constante soit $dh = c_p dT$ et $du = c_v dT$ de plus on néglige les échanges de chaleur sur le temps de détente donc $\delta Q \sim 0$, le rapport de l'enthalpie sur l'énergie interne s'écrit

$$\frac{dh}{du} = \frac{c_p}{c_v} = -\frac{v dp}{p dv} \quad (0-10)$$

Or $v = V/m$, à volume constant on peut donc écrire

$$dv = -V dm / m^2$$

L'expression (0-10) se réécrit donc avec $c_p/c_v = \gamma$

$$\gamma \frac{dm}{m} = \frac{dp}{p} \quad (0-11)$$

Par intégration pour exprimer la différence entre l'état initial 1 et l'état final 2

$$p_2/p_1 = \left(\frac{m_2}{m_1}\right)^\gamma \quad (0-12)$$

Soit avec $\Delta m = m_1 - m_2$ et $\Delta p = p_1 - p_2$

$$1 - \frac{\Delta p}{p_1} = \left(1 - \frac{\Delta m}{m_1}\right)^\gamma$$

Pour une variation de masse faible devant la masse totale du réservoir $\Delta m \ll m_1$ on a donc

$$\frac{\Delta p}{p_1} \sim \gamma \frac{\Delta m}{m_1}$$

Avec $m_1 = p_1 VM / (RT_1)$ on trouve l'expression utile au calcul de masse

$$\Delta m = \frac{1}{\gamma} \frac{M \Delta p V}{RT_1} \quad (0-13)$$

H. Précision sur l'incertitude de la richesse

L'incertitude sur la mesure de pression instantanée δp dépend du capteur utilisé et est en général donnée par le constructeur. En se basant directement sur cette valeur, l'incertitude de cycle résolu reste élevée. Typiquement sur une injection de 642 mg d'air, la chute de pression réservoir est de 37 mbar. L'incertitude capteur (série PTX 5072) est donnée comme une incertitude globale de ± 0.1 % de la pleine échelle⁵² (16 bar) soit 16 mbar. A priori, l'incertitude sur la masse d'un cycle est donc de 61.1 %. Sur une séquence de plusieurs cycles, la chute de pression cumulée est plus importante et typiquement sur une séquence de 12 cycles, l'incertitude sur la chute de masse totale cumulée dans le réservoir est réduite à 5.4 %. Cependant, parce que le capteur piézorésistif est utilisé en mesure différentielle, l'incertitude sur la mesure peut être plus faible que celle projetée par le constructeur. En effet, lors de l'étalonnage d'un capteur, son erreur peut-être typiquement de 2 natures : erreur de linéarité ou d'hystérésis (répétabilité). La réponse d'un capteur de pression (élément de mesure piézorésistif) est en général non-linéaire et est propre à l'élément de mesure. Pour simplifier son utilisation, il est d'usage de linéariser la réponse du capteur, par exemple, dans le cas de Prad, le signal 4-20 mA est ramené à un signal de pression 0-16 bar par interpolation linéaire. Sur deux mesures consécutives proches en amplitude, la mesure n'a donc par définition pas d'erreur d'hystérésis (pas de retour à 0 entre les deux) et aura une erreur de linéarité limitée par l'étendue de la chute de pression. Notamment pour Ppro, l'incertitude instantanée est réévaluée sur la base d'une comparaison avec un capteur différentiel⁵³.

Détail de la mesure de la pression du réservoir principal

Les variations de pression cycle-à-cycle et totales sont extraites du signal de pression donné par le capteur monté sur le panneau d'admission (Prad). Le capteur est relié au réservoir d'air par un tuyau de 4 mm de diamètre interne long d'environ 1620 mm. Considérant que ce tuyau est non-chauffé donc que l'air y est à température ambiante, l'information relative au réservoir et qui parvient au capteur de pression est donc déphasée de 4.8 ms. Le signal de pression mesuré possède en général des fluctuations basses fréquences (30-38 Hz). Ces fluctuations sont superposées aux harmoniques de la fréquence de cycle (8-16-32 Hz) et sont donc complexes à filtrer (voir Fig. 0-11).

⁵² Cette erreur est spécifiée donnée par rapport à une calibration par rapport à la meilleure interpolation linéaire obtenue pendant la calibration (BSL pour *Best Straight Line*).

⁵³ A date de rédaction du manuscrit, il est envisagé de disposer d'un capteur différentiel pour supplanter Prad.

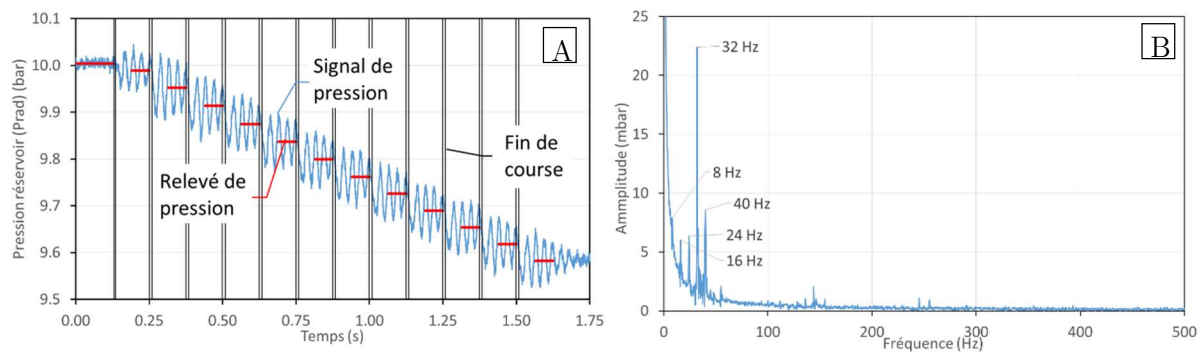


Fig. 0-11. A. Signal de pression d'air pour une séquence de 12 cycles consécutifs à 10 bar de pression génératrice surperposé aux créneaux du fin de course de la vanne (noir) et aux relevés des chutes de pression (rouges). B. Transformée de Fourier du signal de pression.

La mesure de pression est prise sur le signal brut comme la moyenne sur un intervalle de temps comprenant au moins une période de l'oscillation et espacée d'au moins 4.8 ms (voir mesures positionnées sur la Fig. 0-11. A). Au-delà d'une période, changer la durée ou la position de l'intervalle n'influence pas la mesure.

Détails sur la mesure de la pression du réservoir de propane

La variation de pression de cycle-à-cycle est extraite de la mesure de pression en continue dans le réservoir de propane pendant l'essai (Ppro), comme pour le réservoir principal. Le capteur est directement en dessous du réservoir. Pour une injection de masse de 39 mg, qui ramenée aux 642 mg d'air de l'exemple ci-dessus (Fig. 0-11) donne une richesse de 0.95, la chute de pression est en moyenne de 6 mbar. L'incertitude du capteur est donnée pour 0.1 % de la pleine échelle (10 bar) et vaut 10 mbar. Cette incertitude est de l'ordre du bruit électronique obtenu sur la mesure (voir Fig. 0-12. A) qui est atténué par la longueur prise pour l'intervalle moyen. Sur une mesure instantanée, l'incertitude sur la pression est donc très élevée (230 %) et chute à 19.4 % sur la séquence de 12 cycles pour 73.6 mbar de chute cumulée.

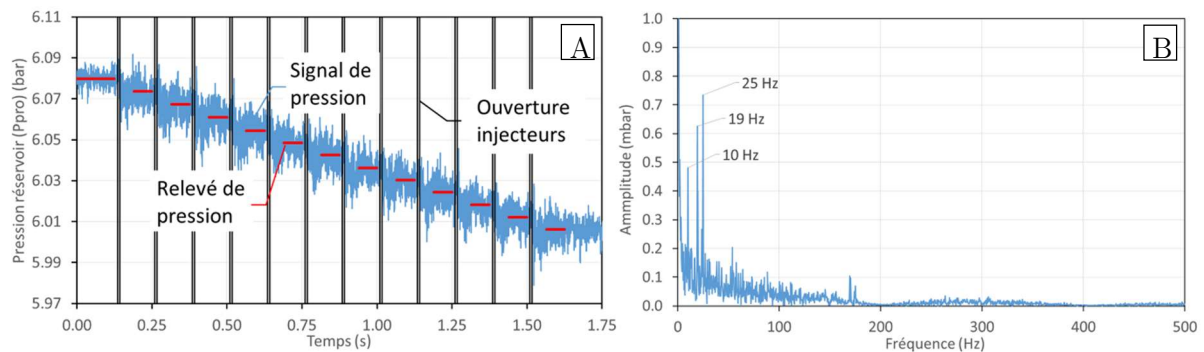


Fig. 0-12. A. Signal de pression de propane pour une séquence de 12 cycles consécutifs à 6 bar de pression génératrice superposé aux créneaux de commande des injecteurs (noir) et aux relevés des chutes de pression (rouges). B. Transformée de Fourier du signal de pression (injection de 7.5 ms).

Par la suite, un capteur différentiel est monté sur le dispositif d'injection de propane et relié au réservoir pour affiner l'incertitude sur la chute de pression (0.2 mbar soit 50 fois meilleur que Ppro)⁵⁴. Pendant le tir, la partie haute pression du capteur est isolée de la pression réservoir, par une vanne actionnée juste avant le tir, de sorte à prendre la pression réservoir en référence. Le capteur dPpro n'est pas présent sur l'ensemble des séries de mesure et est utilisé a posteriori pour vérifier la mesure donnée par Ppro. Notamment cela permet de vérifier que son incertitude est plus basse que celle rapportée par le constructeur.

⁵⁴ Ce type de capteur est relativement fragile (1 bar maximum). On a choisi de n'en monter sur le propane qu'une fois le dispositif pris en main, et que son comportement à l'utilisation fut connu et caractérisé.

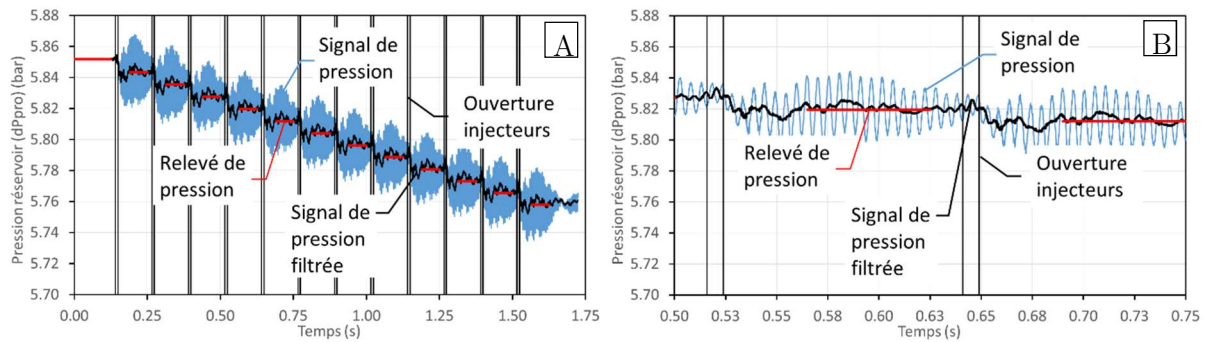


Fig. 0-13. A. Signal de pression différentielle brut (bleu) et filtré (noir) (filtre de Notch à 192 Hz et 50 Hz). B. Zoom sur la figure A. (injection de 8 ms)

L'incertitude de la mesure instantanée de dPpro est de 0.2 mbar ce qui réduit l'incertitude sur la mesure cycle-à-cycle de la chute de pression à 3.6 % et à 0.3 % sur la chute totale (cas de Fig. 0-13). La comparaison simultanée cycle-à-cycle avec Ppro montre que l'écart type à la mesure de dPpro est de ± 10 %. Pour une mesure aléatoire, la probabilité de trouver la mesure égale à la valeur moyenne, qu'on considère alors égale à celle du capteur différentiel, plus ou moins 2 fois l'écart type, est de 95 %. L'incertitude recalculée en mbar pour la mesure différentielle sur Ppro est prise 2 fois à la valeur d'écart locale (10 %) soit une valeur de 1.3 mbar ce qui est 10 fois plus petit que la valeur donnée par le constructeur.

Evolutions de l'incertitude sur la richesse en fonction du point d'étude

La richesse injectée dépend à la fois de la masse injectée d'air et de carburant. En fonctionnement avec un carburant gazeux (propane), l'incertitude dépend principalement des deux mesures de pression réalisées dans les réservoirs respectifs. En fonction des pressions initiales, avant combustion, et d'échappements visées, la quantité d'air injectée peut être variée d'environ 0.25 g à 1.0 g. La quantité de carburant est ajustée pour obtenir la richesse globale désirée. Le terme d'incertitude principal correspond à la mesure de pression carburant et donc diminue avec la richesse. L'incertitude est maximale pour les faibles apports de masse typiquement en fonctionnement très dilué (voir Fig. 0-14). Le capteur différentiel dPpro, qui permet la résolution cycle-à-cycle, n'est monté que tard dans l'étude et pour les résultats de mesure présentés dans la partie exploitation, seule la mesure de richesse globale sur l'essai est considérée (rapportées en Table 0-1).

Table 0-1. Synthèse des incertitudes sur la richesse moyenne d'une séquence de 12 cycles calculée par mesure de pression

Mesure	Volume réservoir	Température	Variation de pression	Total
Masse d'air	0.3 %	0.3 %	3.8 – 12.8 %	4.4 – 13.4 %
Masse de propane	3.0 %		3.2 – 14.3 %	6.5 – 17.6 %
Richesse	/			5.0 – 19.2 %

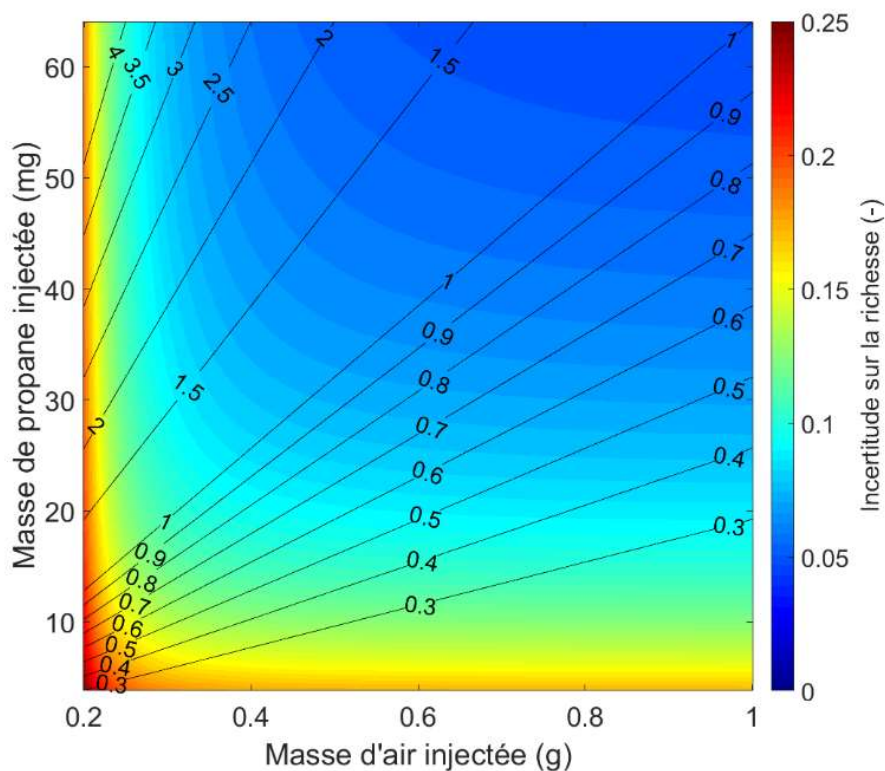


Fig. 0-14. Cartographie d'incertitude sur la richesse moyenne d'une séquence en propane de 12 cycles. Les iso-lignes noires correspondent à la richesse du mélange.

I. Correction des effets de pression sur la sonde lambda

Le signal de sonde est converti en signal analogique via un convertisseur LSU49-5V distribué par la société THQTRONIC. Pour compenser la variation de pression sur la lecture, le constructeur Bosch fournit des fonctions de compensation sur le courant donnée en rapport relatif par rapport à la mesure à la pression de référence 1013 hPa (voir Fig. 0-15).

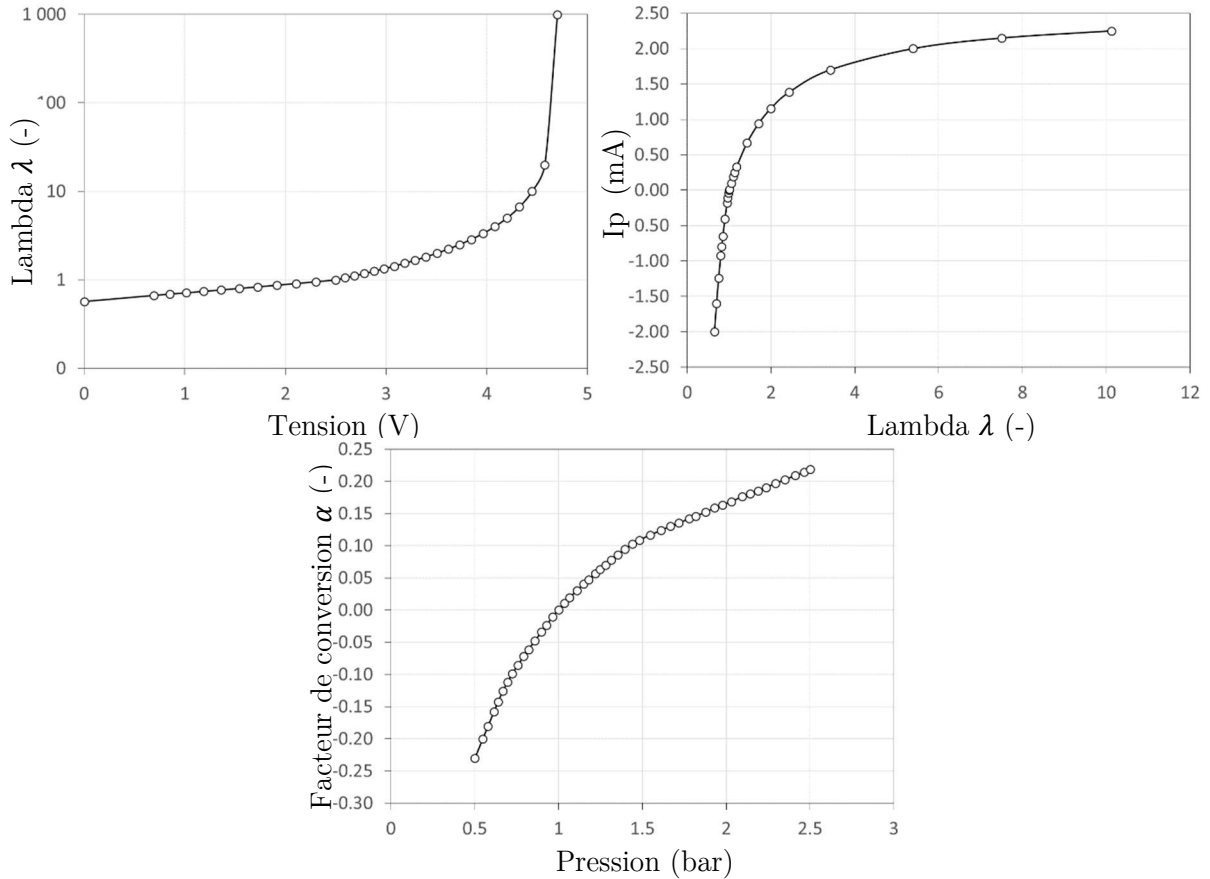


Fig. 0-15. Courbes de conversion $\lambda=f(V)$, $I_p=f(\lambda)$ et $\alpha=f(p)$ où $I_p(I_{p0,p}) = I_{p0}(V)/[1-\alpha(p)]$ utilisées pour la partie pauvre

Dans la pratique, le convertisseur LSU49-5V renvoie une tension comprise entre 0 et 5 V et tabulée en lambda (inverse de la richesse). Une tabulation fournie par le constructeur permet de revenir à la valeur de courant sonde. En fonction du régime de combustion (pauvre, $\lambda > 1$ ou riche, $\lambda < 1$), on retient la corrélation adéquate pour appliquer la correction de courant effectuée par la mise en pression de la sonde. En effet, à même concentration molaire, une pression plus élevée donne donc un excès d'oxygène diffusé dans la cavité, le courant est donc plus élevé. I.e., la même richesse de gaz à une pression plus élevée est vue comme une richesse sensiblement plus élevée. On convertit ensuite cette valeur de courant en valeur de λ effective (inverse de la richesse).

J. Granulométrie de l'ensemenceur

La granulométrie de l'ensemenceur est réalisée avec le même matériel que pour la granulométrie du spray de l'injecteur Bosch utilisé pour le n-décane (système commercial Artium PDI 200 MD avec logiciel AIMS 6.0) dont les propriétés de faisceau sont décrites plus en détail au Chapitre 2.2.2. L'ensemenceur fonctionne sur le principe d'un venturi où de l'air est soufflé à travers une buse de petit diamètre ~ 0.1 mm sur une tige creuse plongée dans l'huile de pépin de raisin. La vitesse proche du haut de cette tige fait remonter l'huile qui est atomisée par le cisaillement du jet d'air à son sommet.

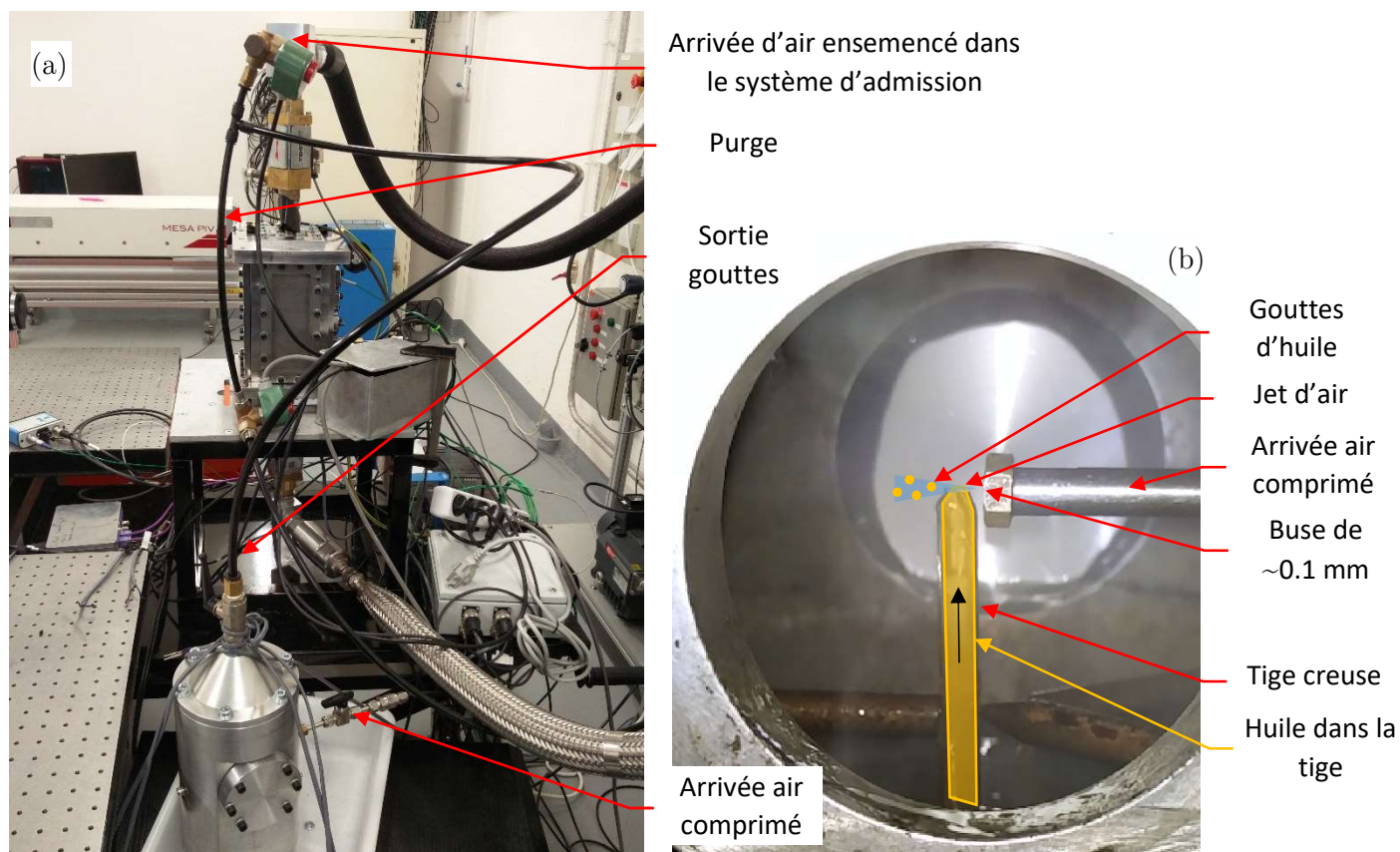


Fig. 0-16. Montage de l'ensemenceur (a) et détail de la buse venturi (b) avec schéma de principe.

Les propriétés de granulométrie de l'ensemenceur sont qualifiées à pression ambiante, le tuyau vers le réservoir est débranché (voir Fig. 0-16) et on place le volume de mesure PDI juste en sortie de ce tuyau où l'on réalise la mesure pour plusieurs pression d'alimentation (8.5 barA, 6.0 barA et 4 barA) (Fig. 0-17 et Table 0-2). Les distributions et le diamètre moyens sont très similaires et indépendant de la pression.

Table 0-2 Evolution du diamètre moyen en fonction de la pression amont de l'ensemenceur

Pression (bar)	4	6	8.5
Diamètre (μm)	2.4	2.18	2.17

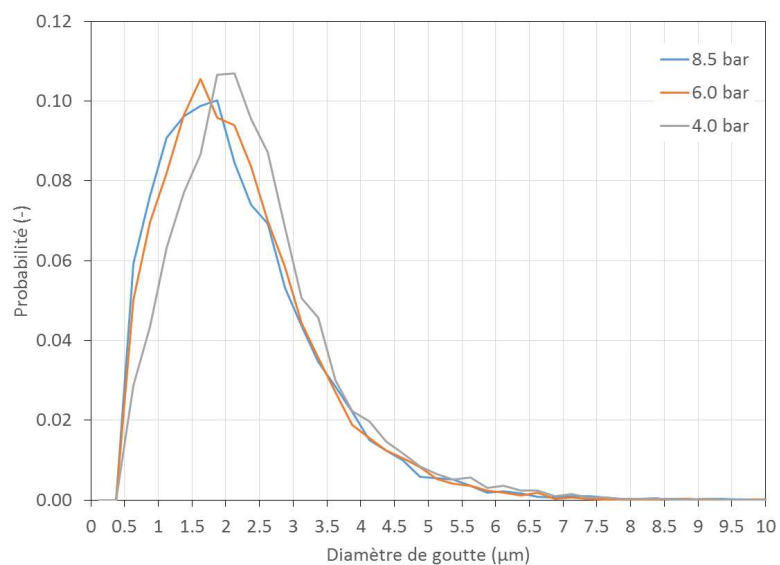


Fig. 0-17. Distribution de taille de gouttes obtenues par PDI sur l'ensemenceur venturi utilisé pour les mesures de PIV.

Pour les essais PIV, le réservoir est rempli d'air comprimé chargé de gouttelettes d'huile issues de l'ensemenceur, depuis le vide jusqu'à une pression initiale de 10 bar. La pression amont de l'ensemenceur est de 15 bar ce qui assure un débit à travers la buse et donc une atomisation possible même à 10 bar.

K. Données complémentaires aux figures

Table 0-3. Données associées à la *Fig. 4-3* : variation du taux de réussite des cycles dilués, frais et taux de réussite global en fonction de l'instant d'allumage, pour 3 richesses globales OER (*Fig. 4-3*).

Instant d'allumage (ms)			32.5		28.5		24		21		19		17.5	
OER			Nbr. cycles	de Prob.	Nbr. cycles	de Prob.	Nbr. cycles	de Prob.	Nbr. cycles	de Prob.	Nbr. cycles	de Prob.	Nbr. cycles	de Prob.
0.87 ±0.10	Cycles dilués	Ign	210		48		43		61		37		0	
		Tot	210	100%	48	100%	47	91%	88	69%	98	38%	8	0%
	Cycles frais	Ign	0		2		3		27		61		8	
		Tot	0	/	2	100%	3	100%	32	84%	72	85%	12	67%
	Global	Ign	210		50		46		88		98		8	
		Tot	210	100%	50	100%	50	92%	120	73%	170	58%	20	40%
0.72 ±0.05	Cycles dilués	Ign	20		17		20		/		9		/	
		Tot	20	100%	18	94%	24	83%	/	/	34	26%	/	/
	Cycles frais	Ign	0		2		6		/		28		/	
		Tot	0	/	2	100%	6	100%	/	/	36	78%	/	/
	Global	Ign	20		19		26		/		37		/	
		Tot	20	100%	20	95%	30	87%	/	/	70	53%	/	/
0.60 ±0.04	Cycles dilués	Ign	34		25		18		/		1		/	
		Tot	51	67%	44	57%	33	55%	/	/	21	5%	/	/
	Cycles frais	Ign	18		18		13		/		22		/	
		Tot	19	95%	26	69%	17	76%	/	/	29	76%	/	/
	Global	Ign	52		43		31		/		23		/	
		Tot	70	74%	70	61%	50	62%	/	/	50	46%	/	/

Table 0-4. Résumé des temps caractéristiques du signal de pression de combustion

Instant d'allumage (ms)			32.5		28.5		24		19	
OER	Durée (ms)		Moy.	E.T	Moy.	E.T	Moy.	E.T	Moy.	E.T
0.87 ±0.10	Cycles	t ₀₋₁₀	7.5	1.4	6.2	1.0	5.7	1.1	6.1	1.1
	dilués	t ₁₀₋₉₀	4.4	0.6	3.7	0.5	3.1	0.5	2.8	0.6
	Cycles	t ₀₋₁₀	/	/	/	/	/	/	3.6	0.7
	frais	t ₁₀₋₉₀	/	/	/	/	/	/	1.8	0.5
0.72 ±0.05	Cycles	t ₀₋₁₀	11.5	4.5	8.1	2.7	7.0	2.2	7.2	1.3
	dilués	t ₁₀₋₉₀	6.1	1.4	5.1	1.1	4.1	0.9	3.0	0.5
	Cycles	t ₀₋₁₀	/	/	/	/	4.8	/	4.2	1.6
	frais	t ₁₀₋₉₀	/	/	/	/	2.0	/	2.0	1.0
0.60 ±0.04	Cycles	t ₀₋₁₀	14.5	4.6	15.4	7.5	9.6	5.3	8.1	3.3
	dilués	t ₁₀₋₉₀	8.9	2.9	9.2	3.0	6.9	3.6	5.4	2.6
	Cycles	t ₀₋₁₀	11.4	3.5	8.6	1.8	9.4	4.7	5.3	3.3
	frais	t ₁₀₋₉₀	6.3	1.0	5.5	1.3	4.8	1.1	2.8	1.1

L. Détails sur le calcul de vitesse de flamme

La vitesse de flamme est calculée par l'intégration 1D de conservation de la masse, des espèces et de l'énergie, dont les équations sont rappelées dans [93, Ch. 2.2]. Le calcul est réalisé sous Cantera via l'utilisation des objets de type *onedim*, qui résout ces équations [101]. Plus précisément, la routine utilisée est une dérivation de la routine *adiabatic_flame* fournies dans les exemples à l'installation de Cantera (v2.3.0 exécutée en Python 3.6) (`cantera\examples\onedim\adiabatic_flame.py`).

La résolution se fait de manière itérative. D'abord sans l'équation de l'énergie et sans transport multi-espèces. Puis avec l'équation de l'énergie activée sans transport multi-espèces où le coefficient de diffusion d'une espèce est estimé par rapport à sa diffusion dans un mélange moyen (dit *mixture-averaged*). Enfin la dernière étape se fait avec résolution de l'équation de l'énergie et du transport multi-espèces. Le transport multi-espèces permet notamment d'estimer avec plus de précisions les flux de diffusion d'espèces à travers la flamme [165, Ch. 4.3.2].

Le maillage est auto-adaptatif et 3 paramètres sont renseignés :

- *Ratio = 3* : raffine si le rapport de distance de part et d'autre d'un point avec les points adjacents est supérieur à cette valeur.
- *Slope = 0.06* : raffine si la différence de la valeur entre deux points normalisée par le maximum de cette valeur de différence existante sur le profil est supérieure à cette valeur
- *Curve = 0.12* : raffine si la différence de la dérivée entre deux points normalisée par le maximum de cette valeur de dérivée existante sur le profil entre deux points est supérieure à cette valeur

Le schéma cinétique détaillé choisi est l'USC Mech Version II [166]. L'indépendance à la longueur du maillage est déterminée pour une longueur initiale de 0.5, 1 et 2 m. L'écart relatif reste négligeable que ce soit pour la vitesse ou l'épaisseur de flamme laminaire (Fig. 0-18).

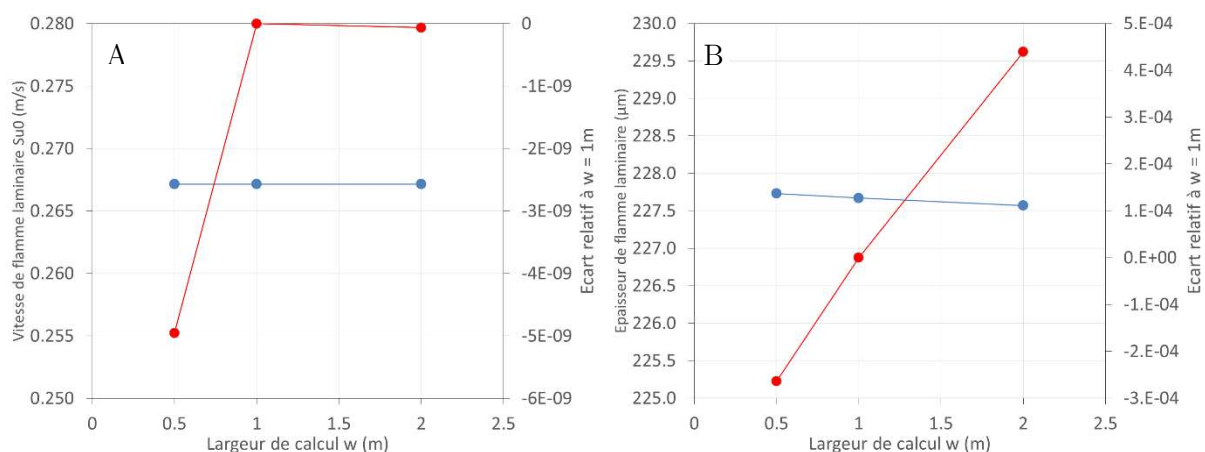


Fig. 0-18. Influence de la largeur du domaine sur la vitesse (A) et l'épaisseur (B) laminaire de flamme

Validation sur les données de Akram et al [129]

Le schéma numérique de Wang et al. [166] et son utilisation dans la routine Cantera sont comparés aux résultats existants dans la littérature (voir Fig. 0-19). Notons qu'il existe dans la littérature des écarts de plusieurs cm/s entre les résultats expérimentaux et numériques (entre schémas). Aussi, que ce soit pour un mélange dans des conditions de référence, ou des conditions diluées, on considèrera que les vitesses de flamme laminaire obtenues, sur le schéma détaillé choisi, sont globalement en bon accord avec les résultats de la littérature. Cela justifie notamment la pertinence de son utilisation pour la discussion paramétrique effectuée au Chapitre 4.

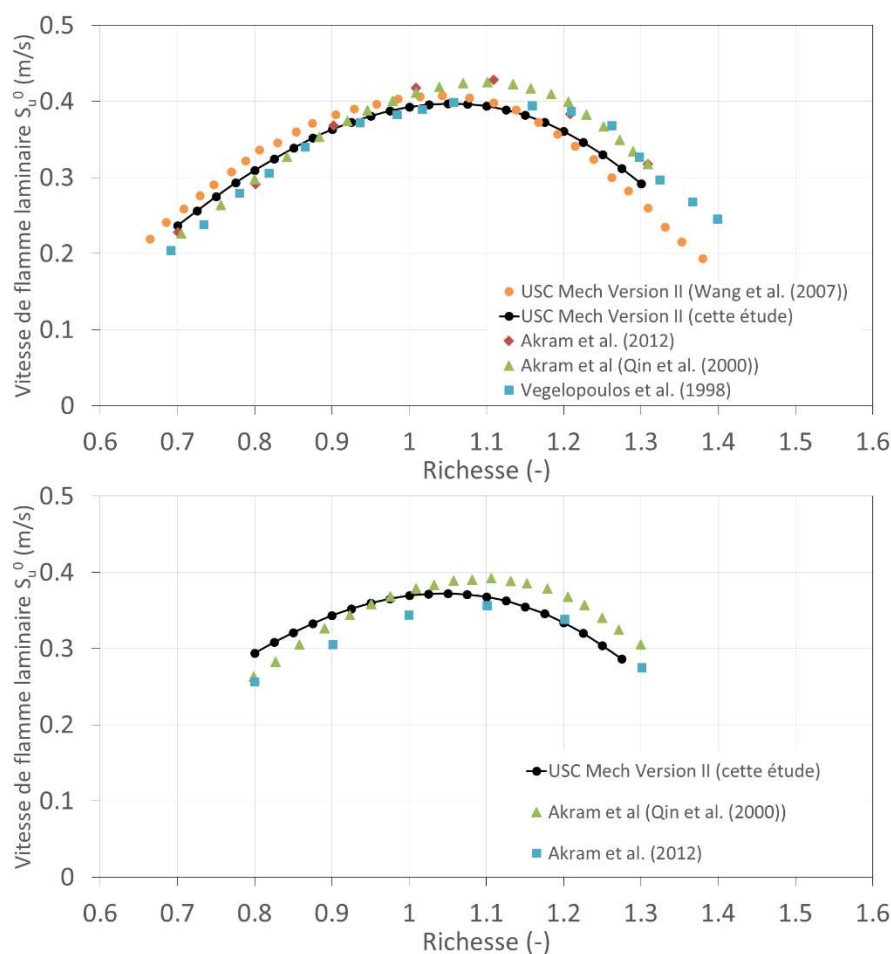


Fig. 0-19. Comparaison du schéma USC Mech Version II compilé aux résultats de la littérature [129], [166]–[168] en fonction de la richesse pour un mélange propane-air 1 atm et 300 K et pour un mélange propane-air dilué à 20 % en CO_2 comme défini dans [129]

Routine utilisée pour calculer la vitesse de flamme propane

```
import cantera as ct

from matplotlib.pyplot import *

import numpy as np

D_set=np.arange(0.12,0.5,0.05) # Set of dilution

ER_set=np.arange(0.6,1.1,0.1) # Set of equivalence ratio

P=3.5e5; # Pression initiale

T=380; # Temperature

for ER in ER_set:

    for D in D_set:

        schema = 'USC_Mech_ver_II.xml' #USC_Mech_ver_II jetsurforiginal

        gas = ct.Solution(schema)

        Xf='C3H8:'+str(ER)+';O2:5;N2:18.81'

        gas.TPX=T,P,Xf

        Yf=gas.Y

        eq=0

        if eq:

            gas.equilibrate('TP')

        else:

            gas.equilibrate('HP')

            gas.TP=T,P

        Yb=gas.Y

        Y=(1-D)*Yf+D*Yb

        gas.TPY=T,P,Y

        gas()

        width = 1 # m

        loglevel = 1 # amount of diagnostic output (0 to 8)

        # IdealGasMix object used to compute mixture properties, set to the state of the

        # upstream fuel-air mixture

        # Set up flame object
```

```

f = ct.FreeFlame(gas, width=width)

f.set_refine_criteria(ratio=3, slope=0.06, curve=0.12)

f.show_solution()


# Solve with mixture-averaged transport model
f.transport_model = 'Mix'

f.solve(loglevel=loglevel, auto=True)


fname='T=%3.0f_ER=%4.2f_D=%4.2f_pex=%4.2f'% (T,ER,D,P/1e5)


# Solve with the energy equation enabled
f.save(fname+'.xml', 'mix', 'solution with mixture-averaged transport')

print('mixture-averaged flamespeed = {0:7f} m/s'.format(f.u[0]))


# Solve with multi-component transport properties
f.transport_model = 'Multi'

f.solve(loglevel) # don't use 'auto' on subsequent solves

print('multicomponent flamespeed = {0:7f} m/s'.format(f.u[0]))

f.write_csv(fname+'-flamme.csv', quiet=False)

```

M. Tabulation des délais d'auto-inflammation propane/air

Le délai d'auto-inflammation en propane est calculé avec la dernière version du mécanisme de Sandiego [169] (14/12/2016). Le calcul de réaction chimique est résolu avec la librairie Cantera [101]. Pour chaque température, pression et composition, ce calcul est réalisé dans un réacteur à pression constante, représentatif de la configuration de rallumage. Le mélange dilué est calculé à partir de la dilution massique en résiduel D_r (en %). Le résiduel est pris à l'équilibre, calculé à la température de mélange finale et de mélange frais. Si on note Y le vecteur de fraction massique (de la taille du nombre d'espèces) et les sous-vecteurs Y_f et Y_b respectivement d'indice f pour les gaz frais et b pour les gaz résiduel, Y s'écrit :

$$Y = D_r Y_b + (1 - D_r) Y_f \quad (0-14)$$

Pour la partie à basse température, peu de données expérimentales sont disponibles. Pour la comparaison, on retiendra celles obtenues sur machine à compression rapide (MCR) par Gallagher et al. [170] (voir Fig. 0-20). Comme souligné par ses auteurs, Prince et al., le schéma de San Diego reproduit bien une zone NTC [161]. Pour correspondre aux données de Gallagher et al [170], ses auteurs rajoute deux équations qu'ils justifient par des effets de recombinaison du radical HO_2 qui peut avoir lieu aux temps longs (10-100 ms) en MCR et qui ne sont pas inclus dans le mécanisme actuel ce qui explique la différence manifeste observée.

Comparaison avec des données expérimentales

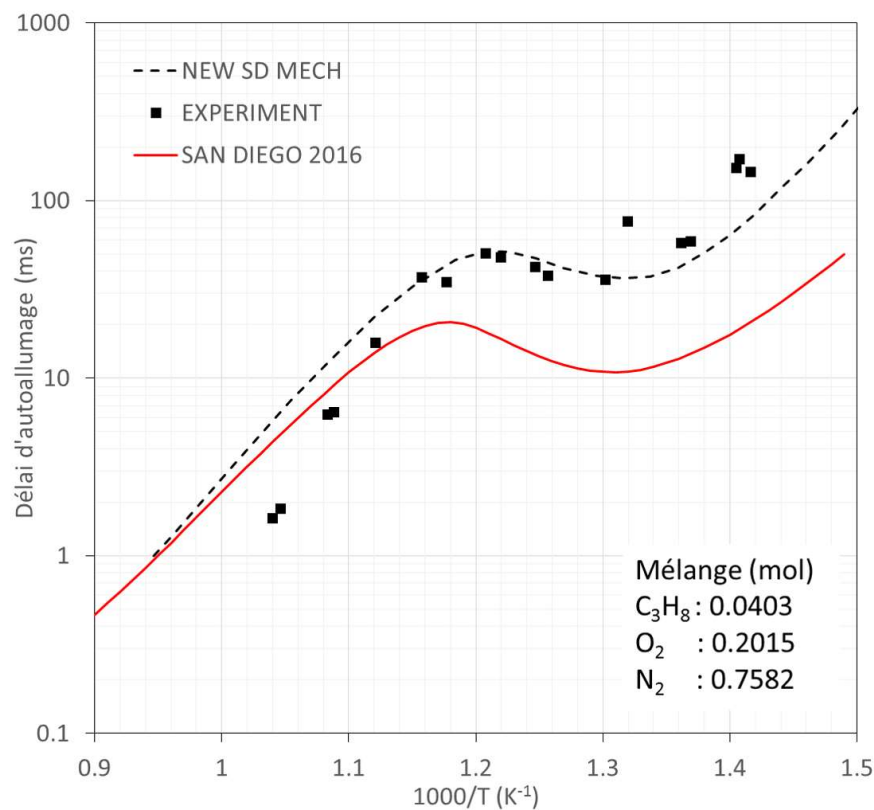


Fig. 0-20. Comparaison entre les délais d'autoinflammation de Gallagher et al. [170], du calcul basé sur le mécanisme de Sandiego ajusté (voir détails dans [161]) obtenus à 30 bar pour un mélange stœchiométrique propane-« air ».

Routine de calcul Cantera (Python 3.6)

```
import sys

import numpy as np

import cantera as ct

import matplotlib.pyplot as plt

from openpyxl import load_workbook

import xlswriter as xl


schema = 'sandiego20161214_mechCK.xml'

gas=ct.Solution(schema)

P_set=np.arange(1e5,6e5,1e5)

ER_set=np.arange(0.1,1.0,0.1)

T_set=1000/np.arange(0.5, 1.33, 0.01)

D_set=np.arange(0,0.9,0.1)

eq=1;

for ER in ER_set:

    for D in D_set:

        for P in P_set:

            ait=[] #records the autoignition time based on maximum gradient

            tfR=[] #records the time to steady state

            print('ER=%5.2f + D=%5.2f + pex=%5.2f'% (ER,D,P))

            print('T(K) | tf(ms) | dt(s) | ait (ms) ')

            for T in T_set:

                Xf='C3H8:'+str(ER)+';O2:5;N2:18.81'

                gas.TPX=T,P,Xf

                Yf=gas.Y

                if eq:

                    gas.equilibrate('TP')

                else:

                    gas.equilibrate('HP')

                gas.TP=T,P
```

```

Yb=gas.Y

Y=(1-D)*Yf+D*Yb

aitValPos=0

gas.TPY=T,P,Y

r=ct.IdealGasConstPressureReactor(gas)

#r = ct.IdealGasReactor(gas)

sim=ct.ReactorNet([r])

states=ct.SolutionArray(gas, extra=['t'])

#get to the steady state

sim.advance_to_steady_state()

#get the time for which steady state is achieved

tf=sim.time

flag=0

aitValPos=0

while aitValPos<100:

    states=ct.SolutionArray(gas, extra=['t'])

    gas.TPY=T,P,Y

    sim.set_initial_time(0.0)

    #reset both the gas composition to fresh mixture conditions and the relative time to 0

    r.insert(gas)

    time=0.0

    dt=tf/1e4

    for n in range(int(tf/dt)):

        #loop of calculation/recording of the temperature/time

        time+=dt

        try:

            sim.advance(time)

        except:

            sim.advance(time)

        states.append(r.thermo.state,t=time*1e3)

#get the maximum gradient temperature position in the time vector

```



```

aitValPos=np.argmax(np.gradient(states.T))

plt.plot(np.gradient(states.T))

plt.draw()

plt.pause(0.05)

plt.clf()

aitVal=states.t[aitValPos]

if aitValPos<100:

    tf=states.t[1]

ait.append(aitVal)

tfR.append(tf)

print('%4d | %5.3E | %5.3E | %5.3E | %5d'% (T,tf*1000,dt,ait[len(ait)-1],aitValPos))

workbook = xl.Workbook('AITSan-
ER_'+str('{:.2f}').format(ER)+'_D_'+str('{:.1f}').format(D)+'_P_'+str('{:.0f}').format(P)+'.xlsx')

worksheet = workbook.add_worksheet()

worksheet.write(0,0,'T')

worksheet.write(0,1,'AIT (ms)')

worksheet.write(0,2,'tf (s)')

row = 1

col = 0

for T, d, tfR in zip(T_set, ait, tfR):

    worksheet.write(row, col, T)

    worksheet.write(row, col + 1, d)

    worksheet.write(row, col + 2, tfR)

    row += 1

workbook.close()

```

N. Conditions et modèles des calculs LES

Cette annexe s'appuie en partie sur le rapport rédigé par Kim Q.H. Kha à l'issu de son travail postdoctoral [106] et sur l'article rédigé conjointement [105].

Maillage

Le domaine de calcul inclus la chambre de combustion, le volume des tuyaux d'admission et d'échappement jusqu'aux sièges de soupapes (voir la Figure 1. c). Le maillage, conçu sous Gmsh, est de type structuré. Les mailles sont globalement cartésiennes hormis proche des zones d'injections (tubes d'admission, d'échappement et injecteurs de carburant). Les calculs sont réalisés sur deux maillages. Le maillage fin comprend 36 millions de cellules présentant une taille caractéristique d'environ 0.2 mm (0.5 mm dans les tubes). Le maillage grossier, utilisé pour le développement ou le calcul de cycles intermédiaires, comprend environ 500 000 mailles d'une taille caractéristique de 1.0 mm.

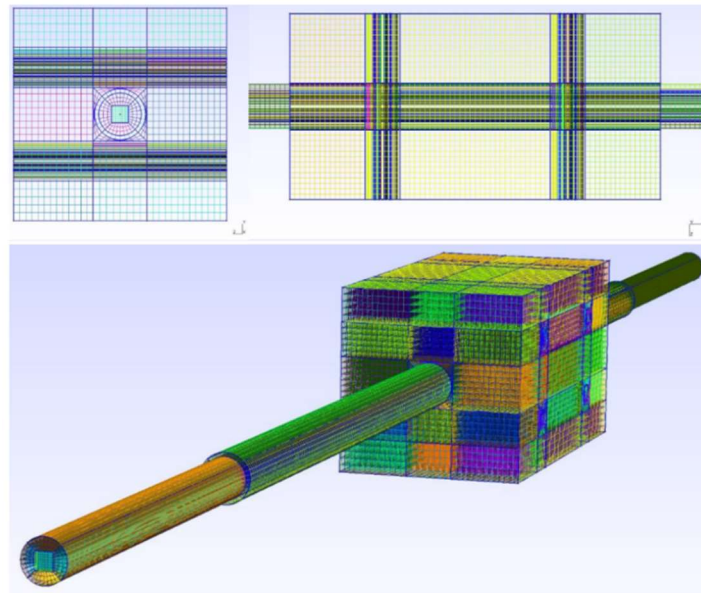


Fig. 0-21 Vues du maillage (grossier) du volume de la chambre CV2 utilisé en LES [106]

Solveur et modèles

Les calculs LES sont effectués avec une version modifiée de SonicFOAM, le solveur compressible OpenFOAM. Deux équations de transport filtrées y sont adjointes pour représenter la fraction massique de carburant Y et la fraction de mélange ξ . Des schémas numériques du second ordre sont utilisés pour la discrétisation à la fois temporelle et spatiale.

Le modèle de turbulence de sous-maille WALE [171] est utilisé pour représenter la viscosité turbulente de sous-maille et fermer l'équation de conservation de la quantité de mouvement.

Le modèle de combustion se base sur les variables Y et ξ pour calculer le taux de réaction chimique $\bar{\omega}$ terme compris dans l'équation de la fraction massique de carburant. Pour cela on a recourt à une extension du modèle de Bray-Moss-Libby [172] :

$$\bar{\omega}(\tilde{Y}) = C_1 \bar{\rho} \frac{I_w}{I_1 - I_2} (1 - S) \frac{(Y_{max} - \tilde{Y})(\tilde{Y} - Y_{min})}{Y_{max} - Y_{min}} \quad (0-15)$$

Le paramètre constant C_1 permet de contrôler la vitesse de propagation et donc la durée globale de la combustion. Les minimum et maximum de la variable d'avancement Y_{min} et Y_{max} sont des fonctions de la fraction de mélange (voir détails dans [110])

$$Y_{max} = \xi \quad (0-16)$$

$$Y_{min} = 0 \quad si \ \xi \geq \xi_{stc} \quad (0-17)$$

$$Y_{min} = \frac{\xi - \xi_{stc}}{1 - \xi_{stc}} \quad si \ \xi \geq \xi_{stc} \quad (0-18)$$

Le taux de ségrégation de sous-maille S compris dans l'équation (0-15) inclut un paramètre qui influence la vitesse de combustion turbulente de sous-maille β (extension de celle proposée dans [172]) :

$$S = \left(1 + \beta \frac{\delta_R}{\Delta}\right)^{-1} \quad (0-19)$$

Où Δ est la taille de sous-maille et δ_R l'épaisseur de la zone de réaction de la flamme laminaire correspondante. Le rapport $I_w/(I_1 - I_2)$ est tabulé en fonction de la fraction de mélange. Le taux de dégagement de chaleur qui s'écrit $\Delta h \bar{\omega}$ est ensuite rajouté comme terme source dans l'équation filtrée pour l'énergie.

Les échanges de chaleur sont modélisés par une loi de paroi issue du travail de Rivère [173] réévaluée en conditions laminares dans un travail plus récent [108]. Le flux de chaleur en paroi s'écrit

$$Q = C_2 h (T - T_w) \text{ avec } h = \rho \sqrt{T} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{R}{M}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\kappa + \frac{\theta}{\sqrt{T_w}} - \frac{\lambda}{T_w}\right) \quad (0-20)$$

Où h , ρ , T , R et M sont respectivement le coefficient d'échange thermique, la masse volumique locale, la température locale, la constante de gaz parfait et la masse molaire locale. Le paramètre κ est relié à la vitesse locale de l'écoulement $\kappa = \min(b' u^{0.5}, b'' u^{0.2})$, avec $b' = 5.10^{-4} (m/s)^{-0.5}$, $b'' = 8.10^{-4} (m/s)^{-0.2}$. Les coefficients $\theta = 0.0318 K^{0.5}$ et $\lambda = 0.37 K$ sont les constantes relatives au matériau de paroi. Le paramètre C_2 est ajusté pour reproduire l'amplitude globale de pression et est constant par phase.

Condition aux limites

Les conditions aux limites d'admission (air et carburant) sont des débits imposés à partir des conditions expérimentales. La masse d'air injectée dans le domaine est ajustée pour reproduire la pression initiale de remplissage et est très similaire à celle mesurée expérimentalement (12 % de différence). La quantité de carburant est respectivement ajustée pour respecter la richesse globale expérimentale.

La condition aux limites de la sortie est une condition de type NSCBC non-réfléchissant [174]

$$(u_n - c) \left(\frac{dp}{dn} - \rho c \frac{du_n}{dn} \right) = K(p - p_\infty) \quad (0-21)$$

Où u_n est la vitesse normale à la surface, ici le fond du tube d'échappement, p la pression, c la vitesse du son et $K = \sigma c / L(1 - M^2)$ avec M le nombre de Mach. Le paramètre σ / L est constant pour chaque cycle.

Bibliographie

- [1] C. B. Meher-homji, "The historical evolution of turbomachinery," in *Proceedings of the 29th Turbomachinery Symposium*, 2000, pp. 281–322, DOI : 10.21423/R1X948.
- [2] D. Ferguson, "Pressure Gain Combustion for Land Based Power Generation," in *ICVDCW*, 2017.
- [3] R. von der Bank *et al.*, "Compressors for ultra-high-pressure-ratio aero-engines," *CEAS Aeronaut. J.*, vol. 7, no. 3, pp. 455–470, 2016, DOI : 10.1007/s13272-016-0200-9.
- [4] R. von der Bank, S. Donnerhack, A. Rae, M. Cazalens, A. Lundbladh, and M. Dietz, "LEMCOTEC: Improving the Core-Engine Thermal Efficiency," in *Volume 1A: Aircraft Engine; Fans and Blowers*, 2014, p. V01AT01A001, DOI : 10.1115/GT2014-25040.
- [5] M. Darecki *et al.*, "Flightpath 2050," *Flightpath 2050 Eur. Vis. Aviat.*, p. 28, 2011, DOI : 10.2777/50266.
- [6] T. Grönstedt *et al.*, "GT2016-56123: Ultra Low Emission Technology Innovations for Mid-Century Aircraft Turbine Engines," in *Proceedings of ASME Turbo Expo 2016*, 2016, pp. 1–13, DOI : 10.1115/GT2016-56123.
- [7] T. Grönstedt, M. Irannezhad, X. Lei, O. Thulin, and A. Lundbladh, "First and Second Law Analysis of Future Aircraft Engines," *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 136, no. 3, p. 031202, 2013, DOI : 10.1115/1.4025727.
- [8] C. A. Perullo, D. N. Mavris, and E. Fonseca, "An Integrated Assessment of an Organic Rankine Cycle Concept for Use in Onboard Aircraft Power Generation," in *Volume 2: Aircraft Engine; Coal, Biomass and Alternative Fuels; Cycle Innovations*, 2013, p. V002T01A028, DOI : 10.1115/GT2013-95734.
- [9] S. Kaiser, H. Kellermann, M. Nickl, and A. Seitz, "A COMPOSITE CYCLE ENGINE CONCEPT FOR YEAR 2050," in *31st Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences At: Belo Horizonte, Brazil*, 2018, no. September.
- [10] S. Kaiser, A. Seitz, S. Donnerhack, and A. Lundbladh, "Composite Cycle Engine Concept with Hectopressure Ratio," *J. Propuls. Power*, vol. 32, no. 6, pp. 1413–1421, Nov. 2016, DOI : 10.2514/1.B35976.
- [11] K. Kailasanath, "Review of Propulsion Applications of Detonation Waves," *AIAA J.*, vol. 38, no. 9, pp. 1698–1708, 2000, DOI : 10.2514/2.1156.
- [12] T. G. Reichel, J.-S. Schäpel, B. C. Bobusch, R. Klein, R. King, and C. Oliver Paschereit, "Shockless Explosion Combustion: Experimental Investigation of a New Approximate Constant Volume Combustion Process," *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 139, no. 2, p. 021504, Sep. 2016, DOI : 10.1115/1.4034214.
- [13] M. R. Nalim, P. H. Snyder, and M. Kowalkowski, "Experimental Test, Model Validation, and Viability Assessment of a Wave-Rotor Constant-Volume Combustor," *J. Propuls. Power*, vol. 33, no. 1, pp. 163–175, 2017, DOI : 10.2514/1.B36174.
- [14] B. Boust, Q. Michalski, and M. Bellenoue, "Experimental Investigation of Ignition and Combustion Processes in a Constant-Volume Combustion Chamber for Air-Breathing Propulsion," in *52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 2016, vol. C, pp. 1–8, DOI : 10.2514/6.2016-4699.
- [15] L. Labarrere, T. Poinot, A. Dauplain, F. Duchaine, M. Bellenoue, and B. Boust, "Experimental and numerical study of cyclic variations in a Constant Volume Combustion chamber," *Combust. Flame*, vol. 172, no. August, pp. 49–61, 2016, DOI : 10.1016/j.combustflame.2016.06.027.
- [16] S. Boulal, "Comportements dynamiques de la détonation dans des compositions gazeuses non-uniformes," Poitiers ISAE-ENSMA, 2017.
- [17] S. Hansmetzger, "Etude des modes de rotation continue d'une détonation dans une chambre annulaire de section constante ou croissante," Poitiers ISAE ENSMA, 2018.

- [18] R. Le Dortz, “Détermination des caractéristiques fondamentales de combustion de pré-mélange air-kérosène , de l ’ allumage à la vitesse de flamme : représentativité de surrogates mono et multi-composants,” Poitiers, 2018.
- [19] L. Labarrere, “Etude théorique et numérique de la combustion à volume constant appliquée à la propulsion,” Université de Toulouse, 2016.
- [20] G. Exilard, “Large Eddy Simulation of constant volume combustion in a ground-breaking new aeronautical engine,” Paris Saclay.
- [21] T. Takaishi, R. Nakano, A. Numata, and K. Sakaguchi, “Approach to High Efficiency Diesel and Gas Engines,” *Mitsubishi Heavy Ind. Ltd. Tech. Rev.*, vol. 45, no. 1, p. 21, 2008.
- [22] J. Kurzke, “Achieving maximum thermal efficiency with the simple gas turbine cycle,” *Proc. 9th CEAS Eur. Propuls. Forum ...*, no. November, pp. 1–12, 2003.
- [23] ICAO, “Aircraft Engine Emissions Databank,” ICAO, 2018.
- [24] B. T. Richards and H. N. G. Wadley, “Plasma spray deposition of tri-layer environmental barrier coatings,” *J. Eur. Ceram. Soc.*, vol. 34, no. 12, pp. 3069–3083, 2014, DOI : 10.1016/j.jeurceramsoc.2014.04.027.
- [25] K. Kailasanath, “Review of Propulsion Applications of Detonation Waves,” *AIAA J.*, vol. 38, no. 9, pp. 1698–1708, 2000, DOI : 10.2514/2.1156.
- [26] T. C. Adamson and G. R. Olsson, “Performance Analysis of a Rotating Detonation Wave Rocket Engine,” *Astronaut. Acta*, vol. 13, no. 4, pp. 405–415, 1967.
- [27] R. Huff, M. D. Polanka, M. J. McClearn, F. Schauer, M. L. Fotia, and J. Hoke, “A Disk Rotating Detonation Engine Driven Auxiliary Power Unit,” *2018 Jt. Propuls. Conf.*, pp. 1–11, 2018, DOI : 10.2514/6.2018-4879.
- [28] A. Rasheed, A. H. Furman, and A. J. Dean, “Pressure Measurements and Attenuation in a Hybrid Multitube Pulse Detonation Turbine System,” *J. Propuls. Power*, vol. 25, no. 1, pp. 148–161, 2009, DOI : 10.2514/1.31893.
- [29] K. Matsuoka, T. Mukai, and T. Endo, “Development of a liquid-purge method for high-frequency operation of pulse detonation combustor,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 187, no. 5, pp. 747–764, 2015, DOI : 10.1080/00102202.2014.965300.
- [30] E. Wintenberger and J. E. Shepherd, “Thermodynamic Cycle Analysis for Propagating Detonations,” *J. Propuls. Power*, vol. 22, no. 3, pp. 694–698, 2006, DOI : 10.2514/1.12775.
- [31] J. Shepherd and E. Wintenberger, “Thermodynamic Analysis of Combustion Processes for Propulsion Systems,” in *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2004, vol. 1033, p. 2004, DOI : 10.2514/6.2004-1033.
- [32] S. Yungster, D. E. Paxson, and H. Perkins, “Numerical Evaluation of an Ejector-Enhanced Resonant Pulse Combustor with a Poppet Inlet Valve and a Converging Exhaust Nozzle,” *52nd AIAA/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf.*, pp. 1–12, 2016, DOI : 10.2514/6.2016-4559.
- [33] P. Akbari and R. Nalim, “Review of Recent Developments in Wave Rotor Combustion Technology,” *J. Propuls. Power*, vol. 25, no. 4, pp. 833–844, 2009, DOI : 10.2514/1.34081.
- [34] “Neff 1977-97,” 1977.
- [35] A. Karimi, P. Chinnathambi, M. Rajagopal, and R. Nalim, “Effect of jet composition in hot jet ignition of premixed mixture in a constant volume combustor,” in *8th US National Meeting, Combustion Institute*, 2013, no. 2010.
- [36] S. Wijeyakulasuriya and R. Nalim, “Multidimensional Modeling of Gas Mixing in Transient Translating Confined Turbulent Jets,” in *49th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition*, 2011, no. January, pp. 1–17, DOI : 10.2514/6.2011-397.

- [37] A. Karimi and M. R. Nalim, "Ignition by Hot Transient Jets in Confined Mixtures of Gaseous Fuels and Air," *J. Combust.*, vol. 2016, pp. 1–13, 2016, DOI : 10.1155/2016/9565839.
- [38] B. Alparslan, M. R. Nalim, and P. H. Snyder, "Wave Rotor Combustor Test Rig Preliminary Design," in *Process Industries*, 2004, vol. 2004, pp. 177–185, DOI : 10.1115/IMECE2004-61795.
- [39] T. Elharis, S. Wijeyakulasuriya, and M. Nalim, "Wave Rotor Combustor Aerothermodynamic Design and Model Validation Based on Initial Testing," in *46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit*, 2010, no. July, pp. 1–39, DOI : 10.2514/6.2010-7041.
- [40] B. C. Bobusch, P. Berndt, C. O. Paschereit, and R. Klein, "Shockless explosion combustion: An innovative way of efficient constant volume combustion in gas turbines," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 186, no. 10–11, pp. 1680–1689, 2014, DOI : 10.1080/00102202.2014.935624.
- [41] F. C. Yücel, F. Völzke, and C. O. Paschereit, "Effect of the Switching Times on the Operating Behavior of a Shockless Explosion Combustor," 2019, pp. 121–134.
- [42] A. G. Naples, J. Hoke, R. Battelle, and F. Schauer, "T63 TURBINE RESPONSE TO ROTATING DETONATION COMBUSTOR EXHAUST FLOW," *J. Eng. Gas Turbines Power*, pp. 1–11, Aug. 2018, DOI : 10.1115/1.4041135.
- [43] N. Watson and M. S. Janota, *Turbocharging the Internal Combustion Engine*. London: Macmillan Education UK, 1982.
- [44] A. Naples, J. Hoke, R. T. Battelle, M. Wagner, and F. R. Schauer, "RDE Implementation into an Open-Loop T63 Gas Turbine Engine," in *55th AIAA Aerospace Sciences Meeting*, 2017, no. January, pp. 1–9, DOI : 10.2514/6.2017-1747.
- [45] P. Wolański, "Application of the Continuous Rotating Detonation to Gas Turbine," *Appl. Mech. Mater.*, vol. 782, pp. 3–12, Aug. 2015, DOI : 10.4028/www.scientific.net/AMM.782.3.
- [46] M. Fernelius and S. Gorrell, "Experimental analysis of an axial turbine driven by periodic pressure pulses," *52nd AIAA/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. 2016*, pp. 1–14, 2016, DOI : 10.2514/6.2016-4742.
- [47] A. St. George, R. Driscoll, E. Gutmark, and D. Munday, "Experimental Comparison of Axial Turbine Performance Under Steady and Pulsating Flows," *J. Turbomach.*, vol. 136, no. 11, p. 111005, 2014, DOI : 10.1115/1.4028115.
- [48] D. Paxson and K. Dougherty, "Ejector Enhanced Pulsejet Based Pressure Gain Combustors: An Old Idea With a New Twist," *41st AIAA/ASME/SAE/ASEE Jt. Propuls. Conf. & Exhib.*, no. August, 2005, DOI : 10.2514/6.2005-4216.
- [49] B. Le Naour, F. H. Falempin, and K. 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*, 2017, no. March, pp. 1–8, DOI : 10.2514/6.2017-2325.
- [50] J. B. Heywood, *Internal Combustion Engine Fundamentals*, vol. 21. 1988.
- [51] M. Metghalchi and J. C. Keck, "Burning velocities of mixtures of air with methanol, isooctane, and indolene at high pressure and temperature," *Combust. Flame*, vol. 48, no. C, pp. 191–210, 1982, DOI : 10.1016/0010-2180(82)90127-4.
- [52] Wikipedia Contributors, "Napier Nomad," *Wikipedia, The Free Encyclopedia.*, 2018. [Online]. Available: https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Napier_Nomad&oldid=853427304. [Accessed: 07-Sep-2018].
- [53] Flight, "An Engine of Outstanding Efficiency," no. April, p. 1954, 1954.
- [54] H. Holzwarth, *The Gas Turbine*. 1912.
- [55] W. Schule, "THYSSEN-HOLZWARTH OIL AND GAS TURBINES," *J. Am. Soc. Nav. Eng.*, vol. 34, no. 3, pp. 453–457, Mar. 2009, DOI : 10.1111/j.1559-3584.1922.tb00443.x.

- [56] NASA, "High Duty Cycle, Extended Operation Constant Volume Combustion Engine, Phase I." [Online]. Available: <https://techport.nasa.gov/view/11772%0Ahttp://techport.nasa.gov/view/11772>. [Accessed: 14-Sep-2018].
- [57] R. Disalvo, "Constant Volume Rocket Motor," US20080098711, 2008.
- [58] R. Disalvo, "Cosntant Volume Combustion Chamber," US20120317956, 2012.
- [59] C. Propulsion, "Constant Volume Combustion Engine," 2019. .
- [60] H. van der Meulen, "Het constant volume gasturbine proces volgens Karavodine," 1979.
- [61] C. A. L. Bosco, "Moteur thermique multicellulaire, à explosion ou à combustion sous volume constant, à détente prolongée et à disposition spéciale d'échange de chaleur," 1006375, 1948.
- [62] P. Canarelli, "Turbine à gaz," 1131310, 1955.
- [63] E. Guenther, "Multi-combustion chamber gas turbine with rotary valving," US2928242A, 1960.
- [64] M. Kadenacy, "Apparatus for producing gas under pressure," 2579321, 1951.
- [65] A. G. Forsyth, "Periodically Actuated Jet Motor," 2427845, 1947.
- [66] J. Semery, "An intermittent combustion gas turbine plant," GB2035459A, 1980.
- [67] W. V. Taylor, "Gas turbine engine with rotary regenerator and rotating constant volume combustion chambers," 3362157, 1968.
- [68] B. Robic, "Chambre de Combustion CVC pour turbomachine d'aeronef comprenant une valve d'admission/d'échappement à tournant sphérique - WO2014020275A1," WO2014020275A1, 2014.
- [69] M. Aguilar, "Réacteur notamment, reacteur d'aéronef," 2011.
- [70] B. G. Macarez, "Pulsomoteur-Turbomoteur a impulsion-turbine a gaz a chambre de combustion impulsionnelle et a detente de bouffees," 2829528, 2001.
- [71] G. Taliercio, "Constant-volume combustion system for a turbine engine of an aircraft engine," WO2016132055, 2016.
- [72] M. Leyko, "Constant-volume combustion module for a turbine engine, comprising communication-based ignition," WO2016120555A1.
- [73] H. Holzwarth, "Explosion Gas Turbine and Method of Operating Same," 2054081, 1936.
- [74] B. Boust, Q. Michalski, and M. Bellenoue, "Experimental Investigation of Ignition and Combustion Processes in a Constant-Volume Combustion Chamber for Air-Breathing Propulsion," in *52nd AIAA/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*, 2016, DOI : 10.2514/6.2016-4699.
- [75] D. Bradley, "How fast can we burn?," *Symp. Combust.*, vol. 24, no. 1, pp. 247–262, 1992, DOI : 10.1016/S0082-0784(06)80034-2.
- [76] A. N. Lipatnikov and J. Chomiak, "Turbulent flame speed and thickness: Phenomenology, evaluation, and application in multi-dimensional simulations," *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 28, no. 1, pp. 1–74, 2002, DOI : 10.1016/S0360-1285(01)00007-7.
- [77] B. Boust, J. Sotton, and M. Bellenoue, "Unsteady heat transfer during the turbulent combustion of a lean premixed methane-air flame: Effect of pressure and gas dynamics," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 31 I, pp. 1411–1418, 2007, DOI : 10.1016/j.proci.2006.07.176.
- [78] S. Malheiro, "Etude experimentale de la combustion d'un mélange méthane-air hétérogène globalement pauvre," 2002.
- [79] L. Muller, "Etude expérimentale de l'interaction flamme-paroi instationnaire dans des conditions initiales non

- isothermes,” 2012.
- [80] G. Levée, “Gasoline Direct Injection,” in *SIA/CNAM 2012*, 2012, pp. 1–42.
 - [81] A. Boutier *et al.*, *Métrologie laser pour la mécanique des fluides*. Lavoisier, 2012.
 - [82] R. Maly, “Spark Ignition: Its Physics and Effect on the Internal Combustion Engine,” *Fuel Econ. Road Veh. Powered by Spark Ignition Engines*, no. 4, pp. 91–148, 1984, DOI : 10.1007/978-1-4899-2277-9_3.
 - [83] B. Sforzo, J. Kim, J. Jagoda, and J. Seitzman, “Ignition Probability in a Stratified Turbulent Flow With a Sunken Fire Igniter,” *J. Eng. Gas Turbines Power*, vol. 137, no. 1, p. 011502, 2014, DOI : 10.1115/1.4028208.
 - [84] G. Lacaze, E. Richardson, and T. Poinso, “Large eddy simulation of spark ignition in a turbulent methane jet,” *Combust. Flame*, vol. 156, no. 10, pp. 1993–2009, 2009, DOI : 10.1016/j.combustflame.2009.05.006.
 - [85] Q. Michalski, C. J. Benito Parejo, A. Claverie, J. Sotton, and M. Bellenoue, “An application of speckle-based background oriented schlieren for optical calorimetry,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 91, 2018, DOI : 10.1016/j.expthermflusci.2017.09.012.
 - [86] C. B. Parejo, “Caractérisation expérimentale de décharges électriques et de la formation du noyau d’allumage. Application à l’étude des performances d’allumeurs innovants,” 2019.
 - [87] D. Verhoeven, “Interferometric spark calorimetry,” *Exp. Fluids*, vol. 28, no. 1, pp. 86–92, Jan. 2000, DOI : 10.1007/s003480050011.
 - [88] S. Regitz and N. Collings, “Fast response air-to-fuel ratio measurements using a novel device based on a wide band lambda sensor,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 19, no. 7, 2008, DOI : 10.1088/0957-0233/19/7/075201.
 - [89] U. Asad, J. Tjong, and M. Zheng, “Exhaust gas recirculation - Zero dimensional modelling and characterization for transient diesel combustion control,” *Energy Convers. Manag.*, vol. 86, pp. 309–324, 2014, DOI : 10.1016/j.enconman.2014.05.035.
 - [90] M. Raffel, C. E. Willert, and J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry*. 1998.
 - [91] J. Sotton, “Interactions entre une combustion turbulente et la paroi dans une enceinte fermée,” 2010.
 - [92] B. Wieneke, “PIV uncertainty quantification from correlation statistics,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 26, no. 7, 2015, DOI : 10.1088/0957-0233/26/7/074002.
 - [93] T. Poinso and D. Veynante, “Theoretical and Numerical Combustion,” *Combust. Flame*, p. 534, 2005, DOI : 6863 10.1016/j.combustflame.2007.07.002 S0010-2180(07)00176-9.
 - [94] J. O. Hinze, *Turbulence: An Introduction to Its Mechanism and Theory*. McGraw-Hill, 1959.
 - [95] J. Borée and P. C. Miles, *In-Cylinder Flow*, no. 1. 2012.
 - [96] O. Pajot, “Étude expérimentale de l’influence de l’aérodynamique sur le comportement et la structure du front de flamme dans les conditions d’un moteur à allumage commandé,” Orléans, 2000.
 - [97] K. Y. Kang and J. H. Baek, “Turbulence characteristics of tumble flow in a four-valve engine,” *Exp. Therm. Fluid Sci.*, vol. 18, no. 3, pp. 231–243, 1998, DOI : 10.1016/S0894-1777(98)10023-7.
 - [98] P. Druault, P. Guibert, and F. Alizon, “Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data: Application to the cycle-to-cycle variation analysis of in-cylinder engine flows,” *Exp. Fluids*, vol. 39, no. 6, pp. 1009–1023, 2005, DOI : 10.1007/s00348-005-0035-3.
 - [99] C. Strozzi, J. Sotton, A. Mura, and M. Bellenoue, “Characterization of a two-dimensional temperature field within a rapid compression machine using a toluene planar laser-induced fluorescence imaging technique,” *Meas. Sci. Technol.*, vol. 20, no. 12, p. 125403, Dec. 2009, DOI : 10.1088/0957-0233/20/12/125403.
 - [100] F. J. Förster, C. Crua, M. Davy, and P. Ewart, “Time-resolved gas thermometry by laser-induced grating spectroscopy with a high-repetition rate laser system,” *Exp. Fluids*, vol. 58, no. 7, pp. 1–8, 2017, DOI :

10.1007/s00348-017-2370-6.

- [101] R. Speth *et al.*, “Cantera/cantera: Cantera 2.3.0,” Jan. 2017, DOI : 10.5281/ZENODO.251665.
- [102] G. F. Hohenberg, “Advanced Approaches for Heat Transfer Calculations,” 1979, DOI : 10.4271/790825.
- [103] S. Labuda, M. Karrer, J. Sotton, and M. Bellenoue, “Experimental study of single-wall flame quenching at high pressures,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 183, no. 5, pp. 409–426, 2011, DOI : 10.1080/00102202.2010.528815.
- [104] D. Lacoste, “Etude expérimentale de la combustion de mélanges stratifiés globalement pauvres en chambre à volume constant,” 2002.
- [105] Q. Michalski, K. Kha, B. Boust, V. Robin, M. Bellenoue, and A. Mura, “Joint Numerical and Experimental Characterization of the Turbulent Reactive Flow within a Constant Volume Vessel,” in *2018 Joint Propulsion Conference*, 2018, vol. V, pp. 1–12, DOI : 10.2514/6.2018-4964.
- [106] K. Kha, “Rapport de Post-doc CAPA,” 2018.
- [107] OpenFoam, “OpenFoam.” [Online]. Available: <https://openfoam.org/>. [Accessed: 31-Oct-2018].
- [108] T. Kasraoui, K. Joulain, R. Bertossi, M. Bellenoue, B. Boust, and J. Sotton, “Modeling of Unsteady Heat Transfer by Impact Between Gas Particles and a Cold Wall in a Spherical Combustion Vessel,” *Int. J. Comput. Methods Exp. Meas.*, vol. 5, no. January, pp. 44–54, 2017, DOI : 10.2495/CMEM-V5-N1-44-54.
- [109] M. J. McClearn, M. D. Polanka, M. R. Mataczynski, F. R. Schauer, and D. E. Paxson, “The Design of a Small-Scale Wave Rotor for Use As a Modified Brayton-Cycle Engine,” *54th AIAA Aerosp. Sci. Meet.*, no. January, pp. 1–14, 2016, DOI : 10.2514/6.2016-0901.
- [110] V. ROBIN, A. MURA, M. CHAMPION, and P. PLION, “A MULTI-DIRAC PRESUMED PDF MODEL FOR TURBULENT REACTIVE FLOWS WITH VARIABLE EQUIVALENCE RATIO,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 178, no. 10–11, pp. 1843–1870, Dec. 2006, DOI : 10.1080/00102200600790763.
- [111] S. R. Turns, *An introduction to combustion concepts and applications*. 2012.
- [112] H. Xiao, M. J. Gollner, and E. S. Oran, “From fire whirls to blue whirls and combustion with reduced pollution,” *Proc. Natl. Acad. Sci.*, vol. 113, no. 34, pp. 9457–9462, 2016, DOI : 10.1073/pnas.1605860113.
- [113] B. Boust, “Etude expérimentale et modélisation des pertes thermiques pariétales lors de l’interaction flamme – paroi instationnaire,” 2006.
- [114] B. Boust, J. Sotton, and M. Bellenoue, “Experimental Study by High-Speed Particle Image Velocimetry of Unsteady Flame-Wall Interaction in Turbulent Combustion,” in *13th Int Symp on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics*, 2006, pp. 26–29.
- [115] C. C. M. Luijten, E. Doosje, and L. P. H. de Goeij, “Accurate analytical models for fractional pressure rise in constant volume combustion,” *Int. J. Therm. Sci.*, vol. 48, no. 6, pp. 1213–1222, Jun. 2009, DOI : 10.1016/j.ijthermalsci.2008.12.020.
- [116] T. P. Almeida and A. R. Muxworthy, “Three dimensional visualisation and reconstruction of the luminosity distribution of a flame using digital imaging techniques Three dimensional visualisation and reconstruction of the luminosity distribution of a flame using digital imaging techniques,” 2005, DOI : 10.1088/1742-6596/15/1/028.
- [117] M. Buschbeck, N. Bittner, T. Halfmann, and S. Arndt, “Dependence of combustion dynamics in a gasoline engine upon the in-cylinder flow field, determined by high-speed PIV,” *Exp. Fluids*, vol. 53, no. 6, pp. 1701–1712, 2012, DOI : 10.1007/s00348-012-1384-3.
- [118] M. Baum and T. Poinsot, “Effects of Mean Flow on Premixed Flame Ignition,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 106, no. 1–3, pp. 19–39, Jan. 1995, DOI : 10.1080/00102209508907765.
- [119] K. V. L. Rao and A. H. Lefebvre, “Minimum ignition energies in flowing kerosine-air mixtures,” *Combust.*

- Flame*, vol. 27, no. C, pp. 1–20, 1976, DOI : 10.1016/0010-2180(76)90002-X.
- [120] D. R. Ballal and A. H. Lefebvre, “The influence of flow parameters on minimum ignition energy and quenching distance,” *Symp. Combust.*, vol. 15, no. 1, pp. 1473–1481, 1975, DOI : 10.1016/S0082-0784(75)80405-X.
 - [121] J. Tauer, H. Kofler, and E. Wintner, “Laser-initiated ignition,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 4, no. 1, pp. 99–122, 2010, DOI : 10.1002/lpor.200810070.
 - [122] G. H. Markstein, “Nonsteady Flame Propagation,” p. 328, 1964.
 - [123] P. Clavin, “Dynamic behavior of premixed flame fronts in laminar and turbulent flows,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 11, no. 1, pp. 1–59, Jan. 1985, DOI : 10.1016/0360-1285(85)90012-7.
 - [124] M. Matalon and B. J. Matkowsky, “Flames as gasdynamic discontinuities,” *J. Fluid Mech.*, vol. 124, no. 1, p. 239, Nov. 1982, DOI : 10.1017/S0022112082002481.
 - [125] A. P. Kelley and C. K. Law, “Nonlinear effects in the extraction of laminar flame speeds from expanding spherical flames,” *Combust. Flame*, vol. 156, no. 9, pp. 1844–1851, 2009, DOI : 10.1016/j.combustflame.2009.04.004.
 - [126] G. K. Giannakopoulos, A. Gatzoulis, C. E. Frouzakis, M. Matalon, and A. G. Tomboulides, “Consistent definitions of ‘Flame Displacement Speed’ and ‘Markstein Length’ for premixed flame propagation,” *Combust. Flame*, vol. 162, no. 4, pp. 1249–1264, 2015, DOI : 10.1016/j.combustflame.2014.10.015.
 - [127] D. Lapalme, R. Lemaire, and P. Seers, “Assessment of the method for calculating the Lewis number of H₂/CO/CH₄ mixtures and comparison with experimental results,” *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 42, no. 12, pp. 8314–8328, Mar. 2017, DOI : 10.1016/j.ijhydene.2017.01.099.
 - [128] C. K. Law and C. J. Sung, “Structure, aerodynamics, and geometry of premixed flamelets,” *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 26, no. 4, pp. 459–505, 2000, DOI : 10.1016/S0360-1285(00)00018-6.
 - [129] M. Akram, V. R. Kishore, and S. Kumar, “Laminar Burning Velocity of Propane/CO₂/N₂ –Air Mixtures at Elevated Temperatures,” *Energy & Fuels*, vol. 26, no. 9, pp. 5509–5518, 2012, DOI : 10.1021/ef301000k.
 - [130] C. Endouard, F. Halter, C. Chauveau, and F. Foucher, “Effects of CO₂, H₂O, and Exhaust Gas Recirculation Dilution on Laminar Burning Velocities and Markstein Lengths of Iso-Octane/Air Mixtures,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 188, no. 4–5, pp. 516–528, 2016, DOI : 10.1080/00102202.2016.1138792.
 - [131] S. Payet, A. Naudin, P. Domingo, B. Labegorre, and L. Vervisch, “Studying Flame Dilution By Burnt Gases Using,” pp. 1–13, 2006.
 - [132] H. Wang *et al.*, “USC Mech Version II. High-Temperature Combustion Reaction Model of H₂/CO/C₁-C₄ Compounds,” 2007. [Online]. Available: http://ignis.usc.edu/USC_Mech_II.htm. [Accessed: 03-Oct-2019].
 - [133] M. Metghalchi and J. C. Keck, “Laminar burning velocity of propane-air mixtures at high temperature and pressure,” *Combust. Flame*, vol. 38, pp. 143–154, 1980, DOI : 10.1016/0010-2180(80)90046-2.
 - [134] M. T. Nguyen, D. W. Yu, and S. S. Shy, “General correlations of high pressure turbulent burning velocities with the consideration of Lewis number effect,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 000, pp. 1–8, 2018, DOI : 10.1016/j.proci.2018.08.049.
 - [135] Y. Moriyoshi, E. Komatsu, and H. Morikawa, “(2-09) Analysis of Turbulent Combustion in Idealized Stratified Charge Conditions,” no. Comodia, pp. 226–231, 2001.
 - [136] B. Saravanan, “Experimental investigation of flame propagation through stratified mixture field,” Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, 2011.
 - [137] B. Lewis and G. von Elbe, “Combustion Waves in Laminar Flow,” in *Combustion, Flames and Explosions of Gases*, Elsevier, 1987, pp. 215–417.
 - [138] S. Kondo, A. Takahashi, and K. Tokuhashi, “Calculation of minimum ignition energy of premixed gases,” *J. Hazard. Mater.*, vol. 103, no. 1–2, pp. 11–23, 2003, DOI : 10.1016/S0304-3894(03)00226-7.

- [139] S. P. M. Bane, "Spark Ignition : Experimental and Numerical Investigation With Application to Aviation Safety Thesis by," *Dissertation*, vol. 2010, 2010.
- [140] ASTM, "ASTM E582-1999 Standard Test Method for Minimum Ignition Energy and Quenching Distance in Gaseous Mixtures.pdf." 1999.
- [141] S. P. M. Bane, J. L. Ziegler, P. A. Boettcher, S. A. Coronel, and J. E. Shepherd, "Experimental investigation of spark ignition energy in kerosene, hexane, and hydrogen," *J. Loss Prev. Process Ind.*, vol. 26, no. 2, pp. 290–294, 2013, DOI : 10.1016/j.jlp.2011.03.007.
- [142] S. P. M. Bane, J. E. Shepherd, E. Kwon, and A. C. Day, "Statistical analysis of electrostatic spark ignition of lean H₂/O₂/Ar mixtures," *Int. J. Hydrogen Energy*, vol. 36, no. 3, pp. 2344–2350, 2011, DOI : 10.1016/j.ijhydene.2010.05.082.
- [143] R. K. Eckhoff, M. Ngo, and W. Olsen, "On the minimum ignition energy (MIE) for propane/air," *J. Hazard. Mater.*, vol. 175, no. 1–3, pp. 293–297, 2010, DOI : 10.1016/j.jhazmat.2009.09.162.
- [144] C. Strozzi, P. Gillard, and J. P. Minard, "Laser-induced spark ignition of gaseous and quiescent n-decane-air mixtures," *Combust. Sci. Technol.*, vol. 186, no. 10–11, pp. 1562–1581, 2014, DOI : 10.1080/00102202.2014.935601.
- [145] C. Xu, D. Fang, Q. Luo, J. Ma, and Y. Xie, "A comparative study of laser ignition and spark ignition with gasoline-air mixtures," *Opt. Laser Technol.*, vol. 64, pp. 343–351, 2014, DOI : 10.1016/j.optlastec.2014.05.009.
- [146] S. P. Moffett, S. G. Bhandari, J. E. Shepherd, and E. Kwon, "Investigation of Statistical Nature of Spark Ignition," *Fall Meet. the Western States Sect. Combust. Institute, Sandia Natl. Lab.*, pp. 1–19, 2007.
- [147] E. Mastorakos, "Forced ignition of turbulent spray flames," *Proc. Combust. Inst.*, vol. 36, no. 2, pp. 2367–2383, 2017, DOI : 10.1016/j.proci.2016.08.044.
- [148] S. P. M. Bane, J. L. Ziegler, and J. E. Shepherd, "Investigation of the effect of electrode geometry on spark ignition," *Combust. Flame*, vol. 162, no. 2, pp. 462–469, 2015, DOI : 10.1016/j.combustflame.2014.07.017.
- [149] M. Kono, K. Hatori, and K. Inuma, "Investigation on ignition ability of composite sparks in flowing mixtures," *Symp. Combust.*, vol. 20, no. 1, pp. 133–140, 1985, DOI : 10.1016/S0082-0784(85)80496-3.
- [150] T. W. Lee, V. Jain, and S. Kozola, "Measurements of minimum ignition energy by using laser sparks for hydrocarbon fuels in air: Propane, dodecane, and jet-A fuel," *Combust. Flame*, vol. 125, no. 4, pp. 1320–1328, 2001, DOI : 10.1016/S0010-2180(01)00248-6.
- [151] S. Okhovat, "Temperature Evolution of Spark Kernels in Quiescent and Cross-flow Conditions," Oregon State University, 2015.
- [152] S. F. Ahmed and E. Mastorakos, "Spark ignition of lifted turbulent jet flames," *Combust. Flame*, vol. 146, no. 1–2, pp. 215–231, 2006, DOI : 10.1016/j.combustflame.2006.03.007.
- [153] B. Lewis and G. Von Elbe, "Combustion, Flames and Explosions of Gases," 1961.
- [154] Radius, "Projet Radius," 2018. [Online]. Available: <http://www.apojee.fr/node/515>. [Accessed: 23-Jan-2019].
- [155] A. Violi, S. Yan, E. G. Eddings, and A. F. Sarofim, "Combustion Science and Technology Experimental formulation and kinetic model for JP-8 surrogate mixtures," no. August 2011, pp. 37–41, 2010, DOI : 10.1080/00102200215080.
- [156] G. Rudinger, "Penetration of Particles Injected into a Constant Cross Flow," vol. 12, no. 8, pp. 1138–1140, 1973, DOI : 10.2514/3.49429.
- [157] H. Wang *et al.*, "A high-temperature chemical kinetic model of n-alkane (up to n-dodecane), cyclohexane, and methyl-, ethyl-, n-propyl and n-butyl-cyclohexane oxidation at high temperatures, JetSurF version 2.0, September 19, 2010," 2010. [Online]. Available: <http://web.stanford.edu/group/haiwanglab/JetSurF/JetSurF2.0/index.html>.

- [158] H. Quintens, C. Strozzi, R. Zitoun, and M. Bellenoue, “Deflagration/Autoignition/Detonation Transition Induced by Flame Propagation in an N-Decane/O₂ /Ar Mixture,” *Flow, Turbul. Combust.*, Nov. 2018, DOI : 10.1007/s10494-018-9980-9.
- [159] F. P. Incropera, D. P. DeWitt, T. L. Bergman, and A. S. Lavine, *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. 2007.
- [160] “Chemical-Kinetic Mechanisms for Combustion Applications,” *San Diego Mechanism web page, Mechanical and Aerospace Engineering (Combustion Research), University of California at San Diego*, 2018. [Online]. Available: <http://web.eng.ucsd.edu/mae/groups/combustion/mechanism.html>. [Accessed: 15-Mar-2019].
- [161] J. C. Prince and F. A. Williams, “Short chemical-kinetic mechanisms for low-temperature ignition of propane and ethane,” *Combust. Flame*, vol. 159, no. 7, pp. 2336–2344, 2012, DOI : 10.1016/j.combustflame.2012.02.012.
- [162] J. Keller, “Method for preparing the working gas in a gas turbine installation,” 5197276, 1993.
- [163] X. Wang, V. ROBIN, and A. Mura, “A normalized residence time transport equation for the numerical simulation of combustion with high-temperature air,” *Combust. Theory Model.*, vol. In Progres, 2019.
- [164] “Optical Material Product Information,” 2014.
- [165] R. J. Kee, M. E. Coltrin, and P. Glarborg, *Chemically Reacting Flow*. 2005.
- [166] H. Wang *et al.*, “USC Mech Version II. High-Temperature Combustion Reaction Model of H₂/CO/C₁-C₄ Compounds,” 2007. .
- [167] Z. QIN, V. V LISSIANSKI, H. YANG, W. C. GARDINER, and S. G. DAVIS, “Combustion Chemistry Of Propane: A Case Study of Detailed Reaction Mechanism Optimization,” *Proc. Combust. Inst.*, vol. 28, no. 2, pp. 1663–1669, 2000.
- [168] C. M. Vagelopoulos and F. N. Egolfopoulos, “Theory and Measure in Strange Situation.Pdf,” pp. 513–519, 1998, DOI : [http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784\(98\)80441-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0082-0784(98)80441-4).
- [169] “Chemical-Kinetic Mechanisms for Combustion Applications,” *San Diego Mechanism web page, Mechanical and Aerospace Engineering (Combustion Research), University of California at San Diego*, 2018. .
- [170] S. M. Gallagher, H. J. Curran, W. K. Metcalfe, D. Healy, J. M. Simmie, and G. Bourque, “A rapid compression machine study of the oxidation of propane in the negative temperature coefficient regime,” *Combust. Flame*, vol. 153, no. 1–2, pp. 316–333, 2008, DOI : 10.1016/j.combustflame.2007.09.004.
- [171] F. Nicoud and F. Ducros, “Subgrid-scale stress modelling based on the square of the velocity,” *Agric. Econ. Res. Rev.*, vol. 19, pp. 37–48, 2006, DOI : 10.1016/j.jcp.2004.10.018.
- [172] K. Q. N. Kha, C. Losier, V. Robin, A. Mura, and M. Champion, “Relevance of Two Basic Turbulent Premixed Combustion Models for the Numerical Simulations of V-Shaped Flames,” *Combust. Sci. Technol.*, vol. 188, no. 11–12, pp. 1878–1903, 2016, DOI : 10.1080/00102202.2016.1211866.
- [173] J. . Rivère and M. Mechkor, “Modélisation des échanges thermiques sur la paroi de la chambre de combustion,” 2005.
- [174] T. J. Poinso, “Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows,” *J. Comput. Phys.*, vol. 99, no. 2, p. 352, 2004, DOI : 10.1016/0021-9991(92)90227-p.
- [175] W. Norton, *U.S. Experimental & Prototype Aircraft Projects: Fighters 1939-1945*, Illustrate. Specialty Press, 2008, 2008.
- [176] J. Jewel, C. Soret, and P. Bradley, “CFM56-3 ENGINE SETS NEW WORLD’S RECORD FOR TIME ON-WING,” 1997. [Online]. Available: <https://www.cfmaeroengines.com/press-articles/cfm56-3-engine-sets-new-worlds-record-for-time-on-wing/>. [Accessed: 20-Feb-2019].
- [177] M. F. F. Da Silva, “Some considerations about thermodynamic cycles,” *Eur. J. Phys.*, vol. 33, no. 1, pp. 13–42, 2012, DOI : 10.1088/0143-0807/33/1/002.

- [178] H. Vandermeulen, “The Constant Volume Gas Turbine Cycle According to Karavodine,” vol. v, pp. 1–13, 1982, DOI : 10.1115/82-GT-243.
- [179] L. F. Richardson, “Weather prediction by numerical process,” 1922.
- [180] A. N. Kolmogorov, “The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers,” *Proc. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 434, no. 1890, pp. 9–13, Jul. 1991, DOI : 10.1098/rspa.1991.0075.
- [181] L. Onsager, “Statistical hydrodynamics,” *Nuovo Cim.*, vol. 6, no. S2, pp. 279–287, Mar. 1949, DOI : 10.1007/BF02780991.
- [182] Q. Michalski, B. Boust, and M. Bellenoue, “Influence of Operating Conditions and Residual Burned Gas Properties on Cyclic Operation of Constant-Volume Combustion,” vol. 127, no. Cvc, 2019, pp. 215–233.
- [183] H. Quintens, “Etude des transitions de régimes de combustion générées par une déflagration.”
- [184] V. Bjerknes, “Meteorology as an Exact Science,” *Mon. Weather Rev.*, pp. 11–14, 1914.

ETUDE EXPERIMENTALE DE LA COMBUSTION A VOLUME CONSTANT POUR LA PROPULSION AEROBIE: INFLUENCE DE L'AERODYNAMIQUE ET DE LA DILUTION SUR L'ALLUMAGE ET LA COMBUSTION

Abstract :

Les turbomachines actuelles ont atteint un niveau de maturité technique très élevé. De nouvelles architectures reposant sur des cycles thermodynamiques basés sur une combustion à gain de pression, comme la combustion à volume constant (CVC), ont le potentiel d'augmenter leur efficacité. Dans cette étude, une solution qui repose sur l'intégration dans une turbomachine de chambres de combustion à volume constant sans piston (CVCS) est considérée. Les objectifs de ces travaux de thèse sont doubles : dans un premier temps de développer et de caractériser extensivement un nouveau dispositif (CV2) dédié à la Combustion à volume constant sans piston sur un cas de référence et, dans un second temps, de proposer à travers plusieurs études, une analyse de l'influence de l'aérodynamique et de la dilution sur les processus d'allumage et, plus généralement de combustion. Le dispositif CV2 permet la combustion aérobie en allumage commandé d'un mélange de propane ou de n-décane, injecté directement dans la chambre. Un point de référence est caractérisé en détail via : des mesures de champs de vitesse par PIV, de chimiluminescence pendant la combustion, une analyse 0D développée dans cette étude. La caractérisation détaillée de ce point de référence montre que le dispositif CV2 reproduit correctement une combustion à volume constant turbulente dans un mélange faiblement hétérogène en température et stratifié en composition, et ce sur un nombre de cycles permettant d'établir une convergence statistique raisonnable. Ces diagnostics et analyses sont employés dans 2 cas d'études pour caractériser successivement : l'influence de l'aérodynamique, via une variation de l'instant d'allumage, l'influence des gaz brûlés résiduels sur la combustion en allumage commandé et la stabilité cyclique, via une variation de la pression d'échappement. Dans un fonctionnement sans balayage, on montre que cette variabilité cyclique est liée au premier ordre à la variation de la dilution en gaz brûlé résiduel du mélange et à la vitesse locale. On montre notamment que, pour un mélange donné, il existe une corrélation statistique entre une vitesse statistique limite et la probabilité d'allumage moyenne. Pour représenter l'effet de pression dans un plénum en amont d'une turbine, on réalise une étude paramétrique sur la pression d'échappement. La dilution résultante, croissant avec la pression d'échappement, diminue la vitesse fondamentale de flamme et ralentit donc la combustion. Les niveaux de températures des gaz brûlés résiduels résultent des échanges de chaleur qui ont lieu sur toute la durée du cycle, de l'allumage du cycle N à celui du cycle N+1 suivant. Des extrapolations sur des cycles à température de paroi plus élevée et à échappement plus court montrent que l'adiabaticité du cycle est améliorée (de 20 %) et que l'effet de dilution en température est alors favorable à une vitesse de flamme turbulente qui est alors plus élevée. Un phénomène d'allumage par gaz brûlé résiduel est observé sur certains cycles de combustion. Ce phénomène est caractérisé dans des conditions favorables, i.e. faible richesse (0.66), allumage tardif et cycle plus court. Lors d'un allumage par gaz brûlés résiduels, un noyau de flamme se développe dans les zones présentant des gaz brûlés résiduels chauds et à basse vitesse autour du jet d'admission et se propage ensuite au reste du mélange identiquement à celui qui serait généré par allumage commandé.

Ce travail prend place dans le cadre de la chaire industrielle CAPA sur la combustion alternative pour la propulsion aérobie financée par SAFRAN Tech, MBDA et l'ANR.

Mots-clés : Gaz de combustion, Moteurs—Combustion, Vélométrie par images de particules, Turbulence, Aéronautique—Economie d'énergie, Industrie—Aspect environnemental, Combustion à gain de pression, Combustion à volume constant, Allumage, Flamme turbulente, Modélisation 0D, Combustion, Injection directe, n-Décane, Combustion stratifiée.

EXPERIMENTAL STUDY OF CONSTANT-VOLUME COMBUSTION FOR AIR-BREATHING PROPULSION: INFLUENCE OF AERODYNAMICS AND DILUTION ON IGNITION AND COMBUSTION

Abstract:

Current turbomachines have reached a very high level of technical maturity. Thermodynamic cycles based on pressure-gain combustion, such as constant-volume combustion (CVC), feature a clear potential for efficiency improvement. The present study considers the integration in a turbomachine of piston-less CVC chambers. The thesis work is twofold. First, a new experimental setup (CV2) dedicated to cyclic piston-less CVC is developed and thoroughly characterized on a reference operating point. Second, the influence of the aerodynamics and dilution on the processes of ignition and, in a larger sense, on combustion is discussed through dedicated studies. The CV2 device allows for the spark-ignited air-breathing combustion of a mixture of either propane or n-decane, directly injected into the chamber. A reference condition is characterized in details using: PIV velocity field measurements, chemiluminescence of combustion and a 0D modeling of the device. This detailed characterization evidenced that the CV2 combustion chamber successfully replicates, on a number of cycles allowing a reasonable statistical convergence, a turbulent deflagrative constant-volume combustion in a mixture stratified in composition. Those diagnostics and analyses are applied to 2 cases of study to characterize successively : the influence of the aerodynamics, through a variation of the ignition timing, the influence of the residual burnt gases on spark-ignited combustion and the cyclic stability, through a variation of the exhaust backpressure. Operating the device without scavenging of the combustion chamber, we show that the cyclic variability correlates strongly with both the variation of residual burnt gases dilution and the local velocity. Particularly, we show that for a given mixture, a correlation exists between a statistical velocity limit and the average probability of ignition. The effect of a plenum backpressure upstream of a turbine, downstream of the combustion chamber, is simulated by varying the exhaust system backpressure. The resulting dilution, which increases with the exhaust backpressure, diminishes the fundamental flame velocity of the mixture and slows down the combustion. The residual burnt gases temperature results from the integrated heat exchanges that happen during the total cycle duration starting from the end of combustion of cycle N, to the ignition of cycle N+1. Enhanced cycles, with an increased wall temperature and reduced exhaust duration, are extrapolated by 0D analysis. Those cycles evidence a reduction of the cumulated heat exchanges of up to 20 %. The resulting dilution is more favorable to higher turbulent flame velocity thus to shorter combustion duration. A phenomenon of ignition induced by the residual burnt gases is observed on certain combustion cycles. This phenomenon is characterized in favorable conditions, i.e. fuel-lean equivalence ratio (0.66), late ignition and short cycles. During an ignition by residual burnt gases, a flame kernel is ignited in areas where the still hot residuals burnt gases meet fresh gases in low-velocity areas around the intake jet. The ignition kernel then propagates to the rest of the mixture in a similar manner as if it was spark-ignited.

This work is part of the CAPA Chair research program on Alternative Combustion modes for Air-breathing Propulsion supported by SAFRAN Tech, MBDA France and ANR (French National Research Agency).

Keywords : Combustion gases, Motors—Combustion, Particle image velocimetry, Turbulence, Aeronautics—Energy conservation, Industries—Environmental aspects, Pressure gain combustion, Constant volume combustion, Ignition, Turbulent flame, 0D model, Combustion, Direct injection, n-Decane, Stratified combustion.