

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES

LABORATOIRE PRISME

THÈSE présentée par :
Jérémie DERNOTTE

soutenue le : **19 juin 2012**

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'Université d'Orléans**

Discipline : Mécanique & Énergétique

**Influence des Propriétés Physico-Chimiques
des Hydrocarbures sur l'Injection
et la Combustion Diesel**

THÈSE dirigée par :

Christine MOUNAÏM-ROUSSELLE
Fabrice FOUCHER

Professeur, Université d'Orléans - PRISME
Maître de conférences, Université d'Orléans - PRISME

RAPPORTEURS :

Gilles BRUNEAUX
Christophe DUMOUCHEL

Ingénieur de recherche, IFP Énergies Nouvelles
Directeur de recherche, Université de Rouen - CORIA

JURY :

Cyril CRUA
José V. PASTOR
Camille HESPEL
Sébastien HOUILLÉ

Directeur de recherche, University of Brighton, Président du jury
Professeur, Universidad Politécnica de Valencia
Maître de conférences, Université d'Orléans - PRISME
Ingénieur de recherche, PSA Peugeot-Citroën

à mon grand père
à ma grand mère
à mes parents

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été effectuée dans le cadre d’une convention CIFRE entre l’équipe Énergie - Combustion - Moteurs (ECM) du laboratoire PRISME (Université d’Orléans) et de l’entité Physique de la Combustion, des Émissions et de l’Architecture (PCEA) du groupe PSA Peugeot-Citroën, dont je suis très fier d’avoir appartenu.

Dans cet espace dédié, je souhaiterais remercier, malheureusement de manière non-exhaustive, les personnes qui à un moment donné ou tout au long, m’ont soutenu et qui ont participé à cette aventure qui retera pour moi une expérience inoubliable.

Sachez pour les personnes que j’aurais omis de citer et qui se retrouveront, que je les remercie tout autant.

Tout d’abord, je tiens à remercier Cyril Crua, Gilles Bruneaux, Christophe Dumouchel et José V. Pastor de m’avoir fait l’honneur d’accepter de faire parti du jury et de vous être déplacé pour assister à ma soutenance. Je les remercie pour l’intérêt qu’ils ont porté à l’égard de cette étude et du temps qu’ils ont consacré à son évaluation. Les rapports d’avant soutenance et les commentaires durant celle-ci m’ont notamment aidé à appréhender le travail entrepris avec davantage de recul et permis de compléter / d’améliorer certains aspects des nombreux domaines scientifiques abordés lors de cette thèse. Je vous suis très reconnaissant d’avoir jugé le manuscrit sans traitement de faveur, ce qui lui donne sa juste valeur. Je ne saurais terminer par vous remercier pour vos compliments.

Je remercie ensuite très chaleureusement ma fantastique (et oui !) équipe encadrante à qui je dois la réussite de cette thèse sous toutes ces formes, aussi bien d’un point de vue scientifique, au plaisir quotidien que j’ai eu à travailler en leur compagnie. Merci à Fabrice Foucher pour son aide à la mise au point de moyens expérimentaux, de codes Matlab, ses bonnes idées, toujours venues aux moments opportuns et la confiance qu’il m’a accordé lors de mes réalisations. Je tiens à remercier tout particulièrement Camille Hespel pour sa disponibilité, son accompagnement et son implication (comme mon ombre) sur tous les aspects scientifiques de l’atomisation et des sprays ainsi que de m’avoir soutenu dans mes moments de doute (surtout vers la fin ...). Bon nombre des analyses effectués est le résultat de nos nombreuses discussions (et des gribouillis sur le tableau) qui ont véritablement permis de maintenir une ambiance conviviale et dynamique tout au long de la thèse.

Un immense merci à Sébastien Houillé qui a supervisé mon travail de PSA, de m'avoir fait confiance, guidé et suivi lors de ces trois années. d'avoir toujours été aussi présent et engagé dans le projet, le tout dans la bonne humeur. Enfin, je ne remercierai jamais assez Christine Mounaïm-Rousselle (même si elle dira qu'il ne faut pas et que c'est normal) d'avoir cru en moi, de m'avoir tant encouragé, si bien dirigé et permis de m'épanouir durant ces années de thèse. Merci de m'avoir ouvert la porte vers de nouveaux rêves et aidé à les exhausser. Je te souhaite toute la réussite que tu mérites dans la suite de ta carrière (sans avoir d'inquiétude à ce sujet). Merci infiniment pour tout !

Je remercie également Shaun Wakefield ainsi qu'Ingo Malhke de Shell G.S. ainsi que leur équipe pour l'investissement et l'intérêt qu'ils ont porté dans ce projet. Merci de votre effort pour avoir produit et envoyé les carburants pour que la thèse soit réalisable ainsi que pour votre accueil.

Je souhaiterais ensuite exprimer toute ma reconnaissance pour tous les membres des équipes techniques et administratives du laboratoire Prisme qui ont contribué par leur aide précieuse à ce travail, à savoir : Sylvie Plessard, Nicolas Dumuis, Yahia Haidous, Julien Lemaire et Benoit Bellicaud. Je salue en particulier Bruno Moreau, un exemple que je t'enterrai de suivre, avec qui j'ai tant appris sur la conception et la mise en place, avec rigueur et soin, de dispositifs expérimentaux. Merci à Fabien Halter pour ces journées d'initiation au moteur transparent et à la PLIF, et à Patrice Seers pour son accompagnement et conseils dans la dernière ligne droite. J'aurais également une pensée pour le staff de Polytech', Pierre, Michel, Josianne, Fred & Yannick et Benoit, avec qui j'ai passé d'agréables moments et qui ont toujours répondu présent lorsque nécessaire.

Et comment ne pas citer mes chère(s) ami(e)s, compagnons de tous les jours (mais aussi de soirées et d'autres sorties), docteur ou qui le seront dans un avenir proche, Toni, Mathieu, André, Pascal, Nicolas, les deux Romain (non les trois !), Adrien, Jianxi, Bénédicte, Philippe, Jamil, Arnaud, Amine, Yann-Aël, Étienne, les deux Pierre, Christophe, Padipan, Haïfa, Shadi et J-B. Mention spéciale pour Audrey pour m'avoir supporté (j'essayerai d'éviter de t'embêter à l'avenir ☺, même si ça va être dur ...) et sans oublier mon ami Guillaume dont je remercie infiniment pour m'avoir épaulé. Bon courage à tous et surtout ne lâchez rien et profitez-en.

Je finirai par remercier toute ma famille et surtout mes parents ainsi que mes amis de longues dates (Thierry, Perrine, Spaype) pour avoir accepté mes choix et m'avoir soutenu. Je vous remercie du fond du cœur pour tout ce vous avez fait pour moi et je vous dois tout ce que j'ai pu entreprendre. Je souhaite aussi dédié cette thèse à ma grand-mère qui de là où elle est, m'a fortement aidé et m'a donné le courage que je n'aurais pu avoir seul, pour franchir toutes les embûches et challenges qui se sont dressés sur mon chemin. Merci à mon grand-père à qui je dois ma passion pour l'ingénierie. Et enfin un grand merci à ma cousine pour avoir gentilleement corrigé ce manuscrit.

Table des matières

Introduction générale : contexte et enjeux de l'étude	26
CHAPITRE 1 Etude bibliographique de l'impact des propriétés des hydrocarbures combustion Diesel	29
1.1 Introduction sur le moteur Diesel	30
1.2 Ecoulement dans les orifices	31
1.3 Atomisation du jet et formation du spray	40
1.4 Evaporation du spray	51
1.5 Combustion et formation des polluants	59
1.6 Conclusion	66
CHAPITRE 2 Moyens expérimentaux et d'analyse	68
2.1 Injecteurs employés	69
2.2 Mesure du taux d'introduction	70
2.2.1 Méthode utilisée : mesure d'une pression dynamique	70
2.2.2 Analyse des taux d'introduction	72
2.2.3 Mesure de la vitesse du son	76
2.3 Caractérisation du développement macroscopique du spray dans des conditions de non-vaporisation	77
2.3.1 Méthode utilisée : visualisation par absorption	77
2.3.2 Traitement des images de sprays	79
2.4 Mesures granulométriques dans des conditions de non-vaporisation	87
2.4.1 Principe de la mesure par diffraction laser	87
2.4.2 Caractéristiques du dispositif utilisé	89
2.4.3 Analyse des distributions granulométriques	91
2.5 Caractérisation du développement de la phase liquide du spray dans des conditions de vaporisation	94
2.5.1 Dispositif expérimental	94
2.5.2 Traitement des images de diffusion de Mie	96

2.6	Caractérisation du développement de la phase vapeur du spray -----	98
2.6.1	<i>Principe de la mesure par fluorescence induite par laser.....</i>	<i>98</i>
2.6.2	<i>Dispositif de Fluorescence Induite par Laser du Toluène (PLIF-Toluène).....</i>	<i>102</i>
2.6.3	<i>Traitement des images de PLIF-toluène.....</i>	<i>103</i>
2.7	Caractérisation du développement de la combustion -----	105
2.7.1	<i>Dispositif expérimental.....</i>	<i>105</i>
2.7.2	<i>Analyse des images.....</i>	<i>109</i>
2.8	Propriétés physico-chimiques des carburants étudiés-----	112
2.9	Conclusion-----	114

CHAPITRE 3	Influence des propriétés physiques des carburants sur le taux d'introduction	115
-------------------	---	------------

3.1	Carburants employés et conditions expérimentales -----	116
3.2	Fluctuations de la pression tube-----	116
3.3	Phases transitoires -----	119
3.3.1	<i>Délai d'ouverture.....</i>	<i>119</i>
3.3.2	<i>Délai de fermeture.....</i>	<i>121</i>
3.4	Phase quasi-stationnaire-----	122
3.4.1	<i>Coefficient de décharge et débit masse.....</i>	<i>122</i>
3.4.2	<i>Vitesse débitante et moment initial du spray.....</i>	<i>134</i>
3.4.3	<i>Cavitation.....</i>	<i>135</i>
3.5	Conclusion-----	137

CHAPITRE 4	Influence des propriétés physiques des carburants sur le développement macroscopique du spray dans des conditions de non-vaporisation	140
-------------------	--	------------

4.1	Carburants employés et conditions expérimentales -----	141
4.2	Angle du spray en régime quasi-stationnaire-----	141
4.2.1	<i>Influence de la masse volumique des carburants sur l'angle du spray.....</i>	<i>142</i>
4.2.2	<i>Influence de la viscosité sur l'angle du spray.....</i>	<i>144</i>
4.2.3	<i>Corrélation pour l'estimation de l'angle du spray.....</i>	<i>147</i>

4.3	Longueur de pénétration du spray-----	152
4.3.1	Modélisation de la longueur de pénétration.....	152
4.3.2	Influence de la masse volumique des carburants sur la longueur de pénétration.....	154
4.3.3	Influence de la viscosité sur la longueur de pénétration.....	158
4.4	Mélange air-carburant en régime quasi-stationnaire-----	163
4.4.1	Présentation du modèle pour l'estimation du mélange air-carburant.....	163
4.4.2	Influence de la masse volumique sur le mélange air-carburant.....	164
4.4.3	Influence de la viscosité sur le mélange air-carburant.....	164
4.5	Conclusion-----	165

CHAPITRE 5	Influence des propriétés physiques des carburants sur la granulométrie locale du spray dans des conditions de non-vaporisation	168
-------------------	---	------------

5.1	Identification des régimes d'atomisation -----	169
5.2	Diamètre Moyen de Sauter (SMD)-----	171
5.2.1	Influence de la masse volumique sur le SMD	171
5.2.2	Influence de la viscosité sur le SMD	173
5.2.3	Corrélation pour l'estimation du SMD.....	174
5.3	Distributions granulométriques-----	176
5.3.1	Présentation de la fonction de modélisation des distributions granulométriques	177
5.3.2	Procédure d'optimisation des coefficients.....	178
5.3.3	Application de la MEF.....	179
5.4	Conclusion-----	183

CHAPITRE 6	Influence des propriétés physiques des carburants sur le développement des phases liquide et vapeur du spray dans des conditions de vaporisation	185
-------------------	---	------------

6.1	Carburants employés et conditions expérimentales -----	186
------------	---	------------

6.2	Longueur de pénétration de la phase liquide-----	187
6.2.1	Modèle de Siebers « <i>mixing-limited</i> ».....	187
6.2.2	Evolution temporelle de la pénétration liquide.....	191
6.2.3	Phase quasi-stationnaire de la pénétration liquide.....	191
6.2.4	Comportement des carburants en fonction de la pression d'injection et influence de la viscosité.....	195
6.2.5	Comportement des carburants en fonction de la densité et de la température du gaz ambiant.....	197
6.3	Longueur de pénétration de la phase vapeur -----	199
6.4	Conclusion-----	201

CHAPITRE 7	Influence des propriétés physico-chimiques des carburants sur le développement de la combustion Diesel	203
-------------------	---	------------

7.1	Carburants employés et conditions de fonctionnement -----	204
7.2	Influence de l'indice de cétane-----	205
7.3	Influence de la caractéristique de distillation -----	210
7.4	Influence de la proportion en aromatiques -----	214
7.5	Conclusion-----	217

Conclusion générale et perspectives de recherche	219
---	------------

ANNEXES	226
----------------	------------

ANNEXE I	Principe de fonctionnement de la technologie d'injecteur piézoélectrique indirecte -----	227
ANNEXE II	Pilotage de l'injecteur piézoélectrique -----	230
ANNEXE III	Développement de l'équation de principe du taux d'introduction-----	232
ANNEXE IV	Déviations de la mesure de taux d'introduction-----	234
ANNEXE V	Matrice carburants et estimation des propriétés-----	236
ANNEXE VI	Notions sur les pertes de charge dans les conduites-----	243

BIBLIOGRAPHIE	247
----------------------	------------

Liste des figures

FIG. 1.1 : Représentation schématique d'un écoulement cavitant dans un orifice [Payri <i>et al.</i> , 2005]	33
FIG. 1.2 : Visualisation en image de transmission d'un écoulement cavitant – $h = 400 \mu\text{m}$ – $L = 2 \text{ mm}$ – $P_i = 5 \text{ MPa}$ – $P_b = 1,5 \text{ MPa}$ [Mauger <i>et al.</i> , 2011]	33
FIG. 1.3 : Simulation de la structure rotationnelle de l'écoulement dans le sac de la buse [Giannadakis <i>et al.</i> , 2007]	34
FIG. 1.4 : Structures rotationnelles se développant dans l'orifice [Gavaises <i>et al.</i> , 2009]	34
FIG. 1.5 : Influence de la <i>string cavitation</i> sur l'angle du jet proche de la buse [Gavaises & Andriotis, 2006]	34
FIG. 1.6 : Illustration des différents régimes de cavitation	35
FIG. 1.7 : Comparaison du développement de la cavitation entre du gazole et du biodiesel – $D = 6 \text{ mm}$ – $L = 9 \text{ mm}$ – $P_b = 0,1 \text{ MPa}$ [Park <i>et al.</i> , 2008]	36
FIG. 1.8 : Évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de cavitation (a) et du nombre de cavitation critique en fonction du nombre de Reynolds (b) [Payri <i>et al.</i> , 2012]	37
FIG. 1.9 : Évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds [Payri <i>et al.</i> , 2008]	38
FIG. 1.10 : Évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds pour plusieurs carburants [Payri <i>et al.</i> , 2012] (<i>c.f.</i> FIG. 1.8)	38
FIG. 1.11 : Évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds d'après les résultats de Vergnes <i>et al.</i> (2009)	39
FIG. 1.12 : Représentation schématique de l'atomisation d'un spray Diesel [Jiang <i>et al.</i> , 2010]	41
FIG. 1.13 : Classification et illustration des régimes d'atomisation primaire d'un jet [Lefebvre, 1989]	42
FIG. 1.14 : Régimes de déformation et d'atomisation secondaire [Faeth, 1996]	42
FIG. 1.15 : Illustration des principales caractéristiques et principaux phénomènes participant à l'atomisation et à la formation d'un spray Diesel libre dans un environnement pressurisé « à froid »	43
FIG. 1.16 : Morphologie du jet pour trois carburants – $P_i = 40 \text{ MPa}$, $P_b = 0,1 \text{ MPa}$ [Shoba <i>et al.</i> , 2011]	44
FIG. 1.17 : Influence des carburants (essence, gazole, biodiesel) sur le moment du spray	47

FIG. 1.18 : Influence de la tension de surface (a) et de la viscosité (b) sur le <i>SMD</i> [Hiroyasu <i>et al.</i> , 1989]	48
FIG. 1.19 : Influence de la viscosité et de la géométrie de la buse sur l'angle du jet [Reitz & Bracco, 1982]	49
FIG. 1.20 : Effet de la viscosité et de la pression d'injection sur l'angle [Hiroyasu & Arai, 1990]	49
FIG. 1.21 : Augmentation de la pénétration et diminution de l'angle avec la concentration en Biodiesel [Desantes <i>et al.</i> , 2009]	50
FIG. 1.22 : Diminution de la pénétration et augmentation de l'angle avec la concentration en Biodiesel [Postrioti <i>et al.</i> , 2004]	50
FIG. 1.23 : Évolution temporelle schématisée de la pénétration des phases liquide et vapeur du spray [Dec, 1997]	51
FIG. 1.24 : Illustration d'un spray dans des conditions d'évaporation	52
FIG. 1.25 : Évolution temporelle de la pénétration du spray dans des conditions de non- vaporisation, de vaporisation et en combustion [Pickett <i>et al.</i> , 2009]	52
FIG. 1.26 : Illustration des deux différents concepts des procédés subits par le jet en fonction de la pression [Oefelein <i>et al.</i> , 2012]	53
FIG. 1.27 : Propriétés thermodynamiques du <i>n</i> -Heptane [Oefelein <i>et al.</i> , 2012]	54
FIG. 1.28 : Résultats du modèle de Dahms <i>et al.</i> (2011) et d'Oefelein <i>et al.</i> (2012)	54
FIG. 1.29 : Pénétration liquide d'un carburant Diesel BP 5080 et de ses trois coupes pétrolières – $T_{gaz} = 992$ K, $\rho_a = 16,6$ kg/m ³ [Canaan <i>et al.</i> , 1998]	56
FIG. 1.30 : Pénétration liquide en fonction de la T90 [Higgins <i>et al.</i> , 1999]	57
FIG. 1.31 : Évolution temporelle schématisée de l'auto-inflammation au début de la combustion contrôlée par le mélange [Dec, 1997]	61
FIG. 1.32 : Taux de dégagement de chaleur et pression cylindre caractéristiques d'une combustion Diesel	61
FIG. 1.33 : Schéma du modèle conceptuel de la combustion Diesel contrôlée par le mélange avant la fin de l'injection [Dec, 1997] étendu par Flynn <i>et al.</i> (1999)	61
FIG. 1.34 : Diagramme température / richesse du <i>n</i> -Heptane pour un temps de réaction de 2 ms [Kitamura <i>et al.</i> , 2002]	61
FIG. 1.35 : Schéma simplifié de sprays axisymétrique en régime quasi-stationnaire pendant la combustion limitée par le mélange (avant la fin de l'injection) dans un environnement au repos (sans aérodynamique, <i>swirl</i>) [Pickett & Siebers, 2006]	63

FIG. 1.36 : Chimiluminescence de la flamme froide juste avant le délai d'auto-inflammation. La longueur de <i>lift-off</i> est indiquée par des traits discontinus et le délai d'auto-inflammation sur la colonne de droite [Pickett <i>et al.</i> , 2005]	64
FIG. 1.37 : Délai d'auto-inflammation en fonction de la <i>T50</i> [Canaan <i>et al.</i> , 1998].....	64
FIG. 1.38 : Schéma hypothétique illustrant l'interaction entre la pénétration liquide et la flamme de diffusion à iso-distance de <i>lift-off</i>	66
FIG. 2.1 : Représentation d'un injecteur à sac (a) et schéma de la géométrie de l'orifice conique convergent hydro-érode (b).....	69
FIG. 2.2 : Synoptique du montage expérimental pour la mesure du taux d'introduction.....	71
FIG. 2.3 : Principe de détection de l'instant d'ouverture et de fermeture de l'injecteur et fenêtre de calcul du coefficient de décharge.....	73
FIG. 2.4 : Principe de mesure de la vitesse du son - Signal incident et première réflexion.....	76
FIG. 2.5 : Schéma (vue en coupe partielle) du montage expérimental pour la visualisation de sprays	77
FIG. 2.6 : Exemple d'évolution du spray - <i>n</i> -Heptane - $P_i = 30,0$ MPa - $\rho_a = 11,8$ kg/m ³	78
FIG. 2.7 : Etapes du traitement des images de sprays. (a) Image brute; (b) Bruit de fond soustrait et image inversée; (c) Image binarisée	80
FIG. 2.8 : Somme radiale adimensionnée des pixels en fonction de la distance axiale pour la détermination de la longueur de pénétration.....	80
FIG. 2.9 : Histogramme (échelle semi-logarithmique) de niveaux de gris de l'image correspondante. Le contour déterminé par la méthode d'Otsu est représenté sur l'image.....	82
FIG. 2.10 : Évolution du seuil calculé par la méthode d'Otsu et de l'efficacité du seuillage (<i>EM Effectiveness Metric</i>) pour 100 séquences - Carb. E, $P_i = 90,0$ MPa, $P_a = 2,0$ MPa	82
FIG. 2.11 : Évolution temporelle de la pénétration du spray pour plusieurs valeurs du seuil de binarisation - Carb. E, $P_i = 90,0$ MPa, $P_a = 2,0$ MPa	83
FIG. 2.12 : Évolution de l'erreur sur la longueur de pénétration obtenue par la méthode d'Otsu par rapport à celle obtenue avec un seuillage de 10 %.....	83
FIG. 2.13 : Évolution de l'angle du spray à S/2 en fonction de la valeur du seuillage de binarisation.....	84
FIG. 2.14 : Evolution temporelle de l'angle du spray - $t_i = 4000$ μ s - Moyenne sur 100 séquences - Cas du <i>n</i> -Heptane - $P_i = 30,0$ MPa - $P_b = 1,0$ MPa	85
FIG. 2.15 : Évolution temporelle de l'angle, de la pénétration et du taux d'introduction - Cas du <i>n</i> -Dodécane - $P_i = 90,0$ MPa - $P_b = 1,0$ MPa.....	85

FIG. 2.16 : Répétabilité de la longueur de pénétration et de l'angle pour 100 séquences – $t_i = 4000 \mu s$ – Cas du carb. E – $P_i = 90,0 \text{ MPa}$ – $P_b = 2,0 \text{ MPa}$	86
FIG. 2.17 : Schéma de principe de la granulométrie par diffraction laser [schéma de Yongyingsakthavorn <i>et al.</i> (2007)]	88
FIG. 2.18 : Schéma (vue en coupe partielle) du montage expérimental pour les mesures granulométriques	90
FIG. 2.19 : Localisation des volumes de mesure pour deux cas extrêmes (faible et large angles de spray).....	90
FIG. 2.20 : Évolutions de la transmission de la lumière selon la largeur du spray de 45 à 55 mm de l'injecteur pendant la phase quasi-stationnaire pour deux cas « extrêmes »	91
FIG. 2.21 : Intensités lumineuses non-corrigées lues par les 32 détecteurs – Cas du <i>n</i> -Heptane.....	92
FIG. 2.22 : Fenêtre de calcul du <i>SMD</i> (moyenné sur 12 séquences) - $t_i = 4000 \mu s$	93
FIG. 2.23 : Dispositif expérimental utilisé lors des expériences de diffusion de Mie	95
FIG. 2.24 : Exemples d'évolution de la phase liquide du spray par diffusion de Mie.....	95
FIG. 2.25 : Photo et schéma du piston à accès optiques utilisé pour les expériences en conditions d'évaporation	96
FIG. 2.26 : Etapes du traitement des images de diffusion de Mie. (a) Image brute ; (b) Bruit de fond soustrait ; (c) Image pivotée ; (d) Détermination de la longueur liquide à partir du profil longitudinal.....	97
FIG. 2.27 : Diagramme de Jablonski montrant les effets photophysiques lors de la désactivation d'une molécule organique excitée [Schulz & Sick, 2005]	99
FIG. 2.28 : Spectres d'absorption (a) et spectres d'émission normalisés pour une excitation à 248 nm et 1 bar de pression totale (b) du toluène [Koban <i>et al.</i> , 2004].....	100
FIG. 2.29 : Dispositif expérimental utilisé afin de caractériser les spectres de fluorescence des carburants à l'état liquide	101
FIG. 2.30 : Dispositif expérimental utilisé lors des expériences de PLIF-Toluène.....	102
FIG. 2.31 : Exemples d'évolution de la pénétration du spray et de sa phase vapeur du spray par couplage des images de diffusion de Mie et de PLIF-Toluène	103
FIG. 2.32 : Étapes du traitement des images de PLIF toluène.....	104
FIG. 2.33 : Évolution temporelle du spray – Superposition des images moyennes de diffusion de Mie et de PLIF toluène – <i>n</i> -Dodécane – $P_i = 130 \text{ MPa}$	104
FIG. 2.34 : Répétabilité de l'évolution temporelle des longueurs de pénétration obtenues par diffusion de Mie et par PLIF Toluène	105

FIG. 2.35 : Photo du piston à accès optiques utilisé pour les expériences en conditions de combustion	106
FIG. 2.36 : Évolution de la pression cylindre et du taux de dégagement de chaleur	107
FIG. 2.37 : Évolution de la température cylindre moyenne.....	107
FIG. 2.38 : Fraction massique brûlée (taux de dégagement de chaleur cumulé et adimensionné) – Définition du « délai d’auto-inflammation », de la « durée de combustion » et du « phasage de la combustion »	107
FIG. 2.39 : Distance de <i>lift-off</i> d’une image moyenne de chimiluminescence (310 nm) dans un environnement au repos [Higgins & Siebers, 2001].....	109
FIG. 2.40 : Application de la détermination de la distance de <i>lift-off</i> en condition moteur [Musculus, 2003].....	109
FIG. 2.41 : Correction des images due à la distorsion optique causée par la forme géométrique non-plane du piston.....	110
FIG. 2.42 : Intensités lumineuses intégrées spatialement et adimensionnées de la chimiluminescence OH* et du rayonnement des suies en fonction de l’évolution dans le cycle moteur	110
FIG. 2.43 : Séquence moyenne d’évolution de la combustion – Chimiluminescence OH* (niveaux de gris) – Rayonnement des suies (niveaux de couleurs) – Cas du <i>n</i> -Dodécane.....	111
FIG. 2.44 : Image instantanée de visualisation des suies à 7,5° après le PMH – La luminosité et le contraste ont été volontairement modifiés afin de mettre en valeur la phase liquide – Carb. « R »	112
FIG. 2.45 : Viscosité en fonction de la masse volumique des carburants à P_{atm} . La tension de surface est indiquée entre parenthèses	113
FIG. 2.46 : Courbes de distillation à P_{atm} des carburants de la matrice mesurées.....	113
FIG. 2.47 : Évolution de la masse volumique (a) et de la viscosité (b) en fonction de la température pour les différents carburants de la matrice (à P_{atm})	113
FIG. 2.48 : Récapitulatif des différentes expériences mises en place, des grandeurs caractérisées et des propriétés des carburants étudiées	114
FIG. 3.1 : Fluctuation de la pression tube pour les carburants – $P_i = 30$ MPa (a) et $P_i = 180$ MPa (b).....	117
FIG. 3.2 : Taux d’introduction (a) et pressions tube (b) mesurés et simulés pour différentes pressions d’injection [Seykens <i>et al.</i> , 2004]	119
FIG. 3.3 : Évolution du délai d’ouverture en fonction de la pression d’injection	120
FIG. 3.4 : Délai d’ouverture de l’injecteur pour différents carburants – $P_i = 30$ MPa.....	121

FIG. 3.5 : Influence de la densité (a) et du couplage densité/viscosité (b) sur le délai de fermeture – $t_i = 2000 \mu s$	122
FIG. 3.6 : Effet de la masse volumique (a) et de la viscosité (b) sur l'évolution du coefficient de décharge en fonction de la différence de pression – $P_b = 5 \text{ MPa}$	124
FIG. 3.7 : Changement relatif du coefficient de décharge des carburant par rapport à celui du <i>n</i> -Heptane en fonction de la viscosité – $P_i = 30$ à 180 MPa – $P_b = 5 \text{ MPa}$	125
FIG. 3.8 : Variation relative du débit masse en fonction de la variation relative de la racine carré de la densité par rapport au <i>n</i> -Heptane – $P_i = 30$ à 180 MPa – $P_b = 5 \text{ MPa}$	125
FIG. 3.9 : Évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds pour plusieurs carburants – $P_i = 30$ à 180 MPa – $P_b = 5 \text{ MPa}$	127
FIG. 3.10 : Coefficient de décharge expérimental et estimé en fonction du nombre de Reynolds – $P_i = 30$ à 180 MPa , $P_b = 5 \text{ MPa}$	131
FIG. 3.11 : Évolution du coefficient K_2 en fonction de la viscosité.....	132
FIG. 3.12 : Comparaison entre la corrélation de type Payri <i>et al.</i> et le modèle de Soteriou <i>et al.</i>	132
FIG. 3.13 : Comparaison entre le modèle de Soteriou <i>et al.</i> modifié et les résultats expérimentaux pour plusieurs carburants.....	133
FIG. 3.14 : Vitesse débitante en fonction de la différence de pression pour plusieurs carburants – $P_b = 5 \text{ MPa}$	134
FIG. 3.15 : Moment initial du spray (a) et coefficient de moment (b) en fonction de la différence de pression – $P_b = 5 \text{ MPa}$	135
FIG. 3.16 : Coefficient de décharge en fonction de la racine carrée du nombre de cavitation – $P_b = 1$ à 9 MPa	137
FIG. 3.17 : Diagramme de cavitation pour la buse utilisée.....	137
FIG. 4.1 : Valeurs expérimentales et estimées de la tangente de l'angle du demi-spray en fonction du rapport des densités air/carburant – Influence de la masse volumique des carburants - $P_i = 30, 90$ et 150 MPa , $\rho_a = 11,8$ à $29,1 \text{ kg/m}^3$, $T_a = 297 \text{ K}$	142
FIG. 4.2 : Évolution de l'angle du spray en fonction du seuil de binarisation pour deux cas expérimentaux – Influence de la masse volumique des carburants	142
FIG. 4.3 : Valeurs expérimentales et estimées de la tangente de l'angle du demi-spray en fonction du rapport des densités air/carburant - Influence de la viscosité - $P_i = 30, 60, 90$ et 150 MPa	146
FIG. 4.4 : Évolution de l'angle du spray en fonction du seuil de binarisation pour deux cas expérimentaux – Influence de la viscosité (+ masse volumique) des carburants.....	147

FIG. 4.5 : Dépendance théorique du l'angle du spray en fonction des conditions de fonctionnement [Reitz & Bracco, 1982]	149
FIG. 4.6 : Angle (a) et tangente du demi angle du spray corrigée (par $\rho_a^{0,24}$ et $\Delta P^{0,08}$) (b) en fonction de la racine carrée du nombre de cavitation – Cas du <i>n</i> -Heptane – $P_i = 30, 40, 60, 90$ et 150 MPa, $P_b = 1$ à 2,5 MPa	150
FIG. 4.7 : Évolution de l'angle (a) et de l'angle corrigé (b) en fonction du nombre de cavitation [Desantes <i>et al.</i> , 2010]	150
FIG. 4.8 : Schéma descriptif du modèle de jet de Naber & Siebers (1996).....	153
FIG. 4.9 : Valeurs expérimentales et estimées de l'évolution temporelle de la longueur de pénétration – Influence de la masse volumique des carburants - $P_i = 30$ à 150 MPa, $\rho_a = 11,8$ à 29,4 kg/m ³ , $T_a = 297$ K, $t_i = 4000$ μ s.....	155
FIG. 4.10 : Évolution temporelle de l'angle pour deux conditions – Mise en évidence du couplage [masse volumique – phénomènes transitoires].....	156
FIG. 4.11 : Évolution temporelle de l'angle et du taux d'introduction pour deux carburants – $P_i = 30$ MPa, $\rho_a = 11,7$ kg/m ³	156
FIG. 4.12 : Influence de la masse volumique du carburant et de l'angle du spray selon le modèle de jet de Naber & Siebers (1996)	157
FIG. 4.13 : Valeurs expérimentales et estimées de l'évolution temporelle de la longueur de pénétration – Influence de la viscosité - $P_i = 30$ à 150 MPa, $\rho_a = 11,8$ à 29,4 kg/m ³ , $T_a = 297$ K, $t_i = 4000$ μ s.....	159
FIG. 4.14 : Évolution temporelle de l'angle du spray – Influence de la viscosité - $P_i = 30$ à 150 MPa, $\rho_a = 11,8$ à 29,4 kg/m ³ , $T_a = 297$ K, $t_i = 4000$ μ s.....	160
FIG. 4.15 : Comparaison entre l'utilisation du modèle de Naber & Siebers avec un angle constant et un angle variable.....	163
FIG. 4.16 : Estimation de l'influence de la masse volumique sur le mélange air-carburant – $P_i = 90$ MPa, $\rho_a = 11,7$ et 23,7 kg/m ³	165
FIG. 4.17 : Estimation de l'influence de la viscosité sur le mélange air-carburant – $P_i = 30$ et 150 MPa, $\rho_a = 17,7$ kg/m ³	165
FIG. 5.1 : Classification des régimes d'atomisation primaire de jet [Lefebvre, 1989] – $P_i = 30$ à 150 MPa.....	169
FIG. 5.2 : Régimes de déformation et d'atomisation secondaire [Faeth, 1996] – $P_i = 30$ à 150 MPa – $\rho_a = 11,8$ à 29,4 kg/m ³ – $\rho_f / \rho_a = 23,4$ à 74,0.....	170
FIG. 5.3 : Valeurs estimées et données expérimentales du <i>SMD</i> en fonction de la densité de l'air – Influence de la masse volumique - $P_i = 90$ MPa, $\rho_a = 11,8$ à 29,4 kg/m ³ , $T_a = 297$ K.....	172

FIG. 5.4 : Valeurs estimées et données expérimentales du <i>SMD</i> en fonction de la différence de pression – Influence de la masse volumique - $P_i = 30$ à 150 MPa, $\rho_a = 11,8$ kg/m ³ , $T_a = 297$ K ...	172
FIG. 5.5 : Influence de la contre-pression sur le <i>SMD</i> [Hiroyasu <i>et al.</i> , 1989]	172
FIG. 5.6 : Valeurs estimées et données expérimentales du <i>SMD</i> en fonction de la densité d'air – Influence de la viscosité - $P_i = 90$ MPa, $\rho_a = 11,8$ à $29,4$ kg/m ³ , $T_a = 297$ K	173
FIG. 5.7 : Valeurs estimées et données expérimentales du <i>SMD</i> en fonction de la différence de pression – Influence de la viscosité - $P_i = 30$ à 150 MPa, $\rho_a = 11,8$ kg/m ³ , $T_a = 297$ K	173
FIG. 5.8 : Influence de la viscosité sur le <i>SMD</i> [Hiroyasu <i>et al.</i> , 1989]	174
FIG. 5.9 : <i>SMD</i> estimé en fonction du <i>SMD</i> expérimental	175
FIG. 5.10 : Influence de la valeur de α sur la distribution numérique [Dumouchel, 2006]	178
FIG. 5.11 : Comparaison des nombres de Kullback-Leibler	180
FIG. 5.12 : Comparaison entre la distribution expérimentale et les deux formulations de la MEF – <i>n</i> -Heptane – $P_i = 30$ MPa, $\rho_a = 11,8$ kg/m ³	180
FIG. 5.13 : Évolution des paramètres q , α et k en fonction de la pression d'injection	181
FIG. 5.14 : Distribution granulométrique à iso- <i>SMD</i> pour différents carburants et conditions	181
FIG. 5.15 : Comparaisons entre les distributions expérimentales et la fonction Gamma	182
FIG. 5.16 : Comparaison entre les <i>SMD</i> expérimentaux et les <i>SMD</i> calculés à partir des distributions issues de la fonction Gamma à trois paramètres	183
FIG. 6.1 : Évolution de la densité et de la température dans le cylindre à partir du relevé de pression cylindre – $P_{col} = 1,1$ bar	186
FIG. 6.2 : Évolution de B_M et B_T avec la température de la goutte et estimation de T_s	188
FIG. 6.3 : Schéma du spray idéalisé du modèle de Siebers (1999)	189
FIG. 6.4 : Pénétration liquide adimensionnée en fonction de B	190
FIG. 6.5 : Évolution temporelle de la longueur de pénétration de la phase liquide pour plusieurs carburants – $P_i = 130$ MPa – $\rho_{N_2} = 15,8$ kg/m ³ – $T_{N_2} = 721$ K	191
FIG. 6.6 : Influence de la masse volumique sur la pénétration liquide	193
FIG. 6.7 : Pénétration liquide corrigée par la racine carrée de la masse volumique en fonction des caractéristiques de distillation	194
FIG. 6.8 : Influence de la viscosité sur la pénétration liquide	196
FIG. 6.9 : Pénétration liquide maximale estimée et expérimentale en fonction de la pression d'injection pour plusieurs carburants – $\rho_a = 15,8$ kg/m ³ – $T_a = 721$ K	197
FIG. 6.10 : Pénétration liquide maximale estimée pour les deux carburants « extrêmes » de la matrice en fonction de la température et pour quatre densités du gaz ambiant – $P_i = 130$ MPa ...	197

FIG. 6.11 : Température d'équilibre estimée (FIG. 6.2) au niveau de la longueur liquide pour deux carburants « extrêmes » en fonction de la température ambiante et pour quatre densités.....	198
FIG. 6.12 : Énergie spécifique totale estimée requise pour vaporiser deux carburants « extrêmes » de la matrice en fonction de la température du gaz ambiant et pour quatre densités ambiantes	198
FIG. 6.13 : Pénétrations liquide et vapeur pour les deux carburants « extrêmes » de la matrice – $P_i = 130$ MPa – $\rho_{N_2} = 15,8$ kg/m ³ – $T_{N_2} = 721$ K	199
FIG. 6.14 : Pénétrations des phases liquide et vapeur pour trois pressions d'injection – Carb. « A » – $\rho_{N_2} = 15,8$ kg/m ³ – $T_{N_2} = 721$ K	199
FIG. 6.15 : Évolution temporelle des pénétrations des phases liquide et vapeur pour plusieurs carburants par strioscopie [Kook & Pickett, 2012]	200
FIG. 6.16 : Évolution temporelle de la pénétration et de l'angle de la phase vapeur pour plusieurs carburants par ombroscopie [Senda <i>et al.</i> , 2004]	200
FIG. 7.1 : Effet d'une augmentation de la masse volumique de 100 kg/m ³ dans le diagramme richesse – température	206
FIG. 7.2 : Influence de l'indice de cétane (de 54 à 80) sur le développement de la combustion.....	208
FIG. 7.3 : Influence de la température sur le délai d'auto-inflammation (a) et sur la longueur d'accroche de la flamme (<i>lift-off</i>) (b) pour plusieurs carburants [Pickett & Siebers, 2003]	208
FIG. 7.4 : Évolution du délai d'auto-inflammation en fonction de l'indice de cétane pour les deux injections réalisées et tous les carburants caractérisés.....	209
FIG. 7.5 : Évolution de la durée de combustion en fonction du délai d'auto-inflammation.....	209
FIG. 7.6 : Taux de dégagement de chaleur liée à la première injection pour plusieurs carburants ayant des délais d'auto-inflammation différents.....	210
FIG. 7.7 : Influence des caractéristiques de distillation sur le développement de la combustion.....	213
FIG. 7.8 : Influence de la proportion en aromatique sur le développement de la combustion	216

ANNEXES

FIG.-A I-I : Vue en coupe d'un injecteur Bosch CRI 3.1 [document Bosch]	227
FIG.-A I-II : Schéma de principe de fonctionnement de l'injecteur piézoélectrique [Adaptation d'un document de Bosch]	228
FIG.-A I-III : Pression tube, courant de commande et taux d'introduction – $P_i = 300$ bar	229
FIG.-A I-IV : Pression tube, courant de commande et taux d'introduction pour trois carburants – $P_i = 1500$ bar	229
FIG.-A II-I : Tension de commande de l'injecteur pour plusieurs pressions d'injection - Symboles : données PSA ; Traits continus : valeurs utilisées	230
FIG.-A III-I : Volume de contrôle du tube d'essai du taux d'introduction [Suh <i>et al.</i> , 2008]	232
FIG.-A IV-I : Taux d'introduction pour différentes pressions d'injection et différents temps de commande - Carburants : <i>n</i> -Heptane et carb. « R »	235
FIG.-A IV-II : Atténuation des ondes de pression dans le tube enroulé du taux d'introduction	235
FIG.-A V-I : Évolution de la vitesse du son en fonction de la pression pour les carburants de la matrice à température ambiante	237
FIG.-A V-II : Evolution du bulk modulus en fonction de la pression pour les carburants de la matrice à température ambiante	237
FIG.-A V-III : Évolutions moyennes de la capacité thermique (a), de la chaleur latente de vaporisation (b) et de la pression de vapeur saturante (c) en fonction de la température pour quelques carburants de la matrice	242
FIG.-A VI-I : Diagramme de Moody : coefficient de friction en fonction du nombre de Reynolds pour des écoulements complètement développés dans des conduites circulaires	244
FIG.-A VI-II : Développement de la couche limite hydraulique à l'entrée d'un orifice	246

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Synthèse des régimes d'atomisation secondaire.....	42
Tableau 1.2 : Quelques corrélations pour l'estimation de l'angle, de la pénétration et du <i>SMD</i>	45
Tableau 1.3 : Pénétration liquide - Carburants et résultats de Siebers (1998) - $T = 992$ K, $\rho_a = 16,6$ kg/m ³	56
Tableau 1.4 : Synthèse des effets des propriétés des carburants	67
Tableau 2.1 : Caractéristiques géométriques des buses trois trous et sept trous.....	70
Tableau 2.2 : Caractéristiques du moteur à accès optiques	96
Tableau 3.1 : Classement des amplitudes de fluctuation de la pression tube en fonction des carburants d'après le zoom de la FIG. 3.1 (b).....	117
Tableau 3.2 : Corrélation de type Payri <i>et al.</i> pour l'estimation du coefficient de décharge - Valeurs des coefficients	130
Tableau 3.3 : Corrélation sur le coefficient de décharge d'après le modèle de Soteriou <i>et al.</i> adapté - Valeurs des coefficients.....	133
Tableau 4.1 : Corrélation sur l'angle du spray - Valeur des coefficients.....	148
Tableau 5.1 : Corrélation sur le <i>SMD</i> - Valeur des coefficients	174
Tableau 5.2 : Fonction gamma - Valeurs moyennes des paramètres selon la FIG. 5.13	181
Tableau 6.1 : Pénétration liquide - Propriétés des carburants testés et angle de spray en régime quasi-stationnaire estimé pour les conditions de la FIG. 6.5.....	191
Tableau 6.2 : Liste des points de comparaison de la pénétration liquide et leurs conditions expérimentales.....	193
Tableau 6.3 : Coefficients de régression linéaire R^2 de la pénétration liquide corrigée en fonction de la <i>T50</i> et de la <i>T90</i> (FIG. 6.7).....	194
Tableau 7.1 : Récapitulatif des conditions lors des essais en condition de combustion.....	204
Tableau 7.2 : Carburants utilisés pour étudier l'effet de l'indice de cétane.....	205
Tableau 7.3 : Carburants utilisés pour étudier l'effet des caractéristiques de distillation.....	211
Tableau 7.4 : Carburants utilisés pour étudier l'effet de la teneur en aromatiques.....	214

Liste des tableaux

ANNEXES

Tableau-A II-I : Paramétrage de l'injecteur lors des essais de taux d'introduction	231
Tableau-A V-I : Liste des propriétés des carburants testés	236

Nomenclature

Symboles latins

a	[m/s]	Vitesse du son
AF	[-]	Air – Fuel ratio
AR	[-]	Area Reduction
B	[MPa]	Bulk modulus
B_M / B_T	[-]	Nombre de Spalding
CAx	[°]	Crank Angle
CN	[-]	Cetane number
C_a	[-]	Coefficient de surface
C_d	[-]	Coefficient de décharge
C_M	[-]	Coefficient de moment
C_p	[J/(kg.K)]	Capacité thermique
C_v	[-]	Coefficient de vitesse
D	[mm] [µm]	Diamètre
dQ	[J/°]	Taux de dégagement de chaleur
I	[-]	Intensité lumineuse adimensionnée
K	[-]	Nombre de cavitation
$k-factor$	[-]	Conicité de l'orifice
L	[mm]	Pénétration liquide
Lv	[J/kg]	Chaleur latente de vaporisation
M	[N]	Moment du spray
M_a	[g/mol]	Masse molaire de l'air
M_f	[g/mol]	Masse molaire du carburant
$\dot{m}$	[mg/ms]	Débit masse
N	[tr/mn]	Régime moteur
Oh	[-]	Nombre d'Ohnesorge
P_b	[MPa]	Contre-pression
P_{col}	[bar]	Pression collecteur

Nomenclature

P_i	[MPa]	Pression d'injection
P_v	[MPa]	Pression de vapeur saturante
PME	[bar]	Pression Moyenne Effective
PMI	[bar]	Pression Moyenne Indiquée
Q	[J]	Dégagement de chaleur intégré
Re	[-]	Nombre de Reynolds
S	[mm]	Pénétration du spray
S	[m ²]	Surface
SMD	[μm]	Sauter Mean Diameter
T_a	[K]	Température de l'air
T_f	[K]	Température du carburant
T_s	[K]	Température du liquide à la pénétration liquide maximale
T_x	[K]	Température de distillation
t_i	[μs]	Durée de l'injection
t_{off}	[μs]	Délai de fermeture de l'injecteur
t_{on}	[μs]	Délai d'ouverture de l'injecteur
V_{th}	[m/s]	Vitesse théorique de Bernoulli
V	[m/s]	Vitesse
We	[-]	Nombre de Weber

Symboles grecs

ΔP	[MPa]	Différence de pression d'injection
Δt	[μs]	Pas de temps
μ	[Pa.s]	Viscosité dynamique
ν	[mm ² /s] [cSt]	Viscosité cinématique
ρ_a	[kg/m ³]	Masse volumique de l'air
ρ_f	[kg/m ³]	Masse volumique du carburant ($f : fuel$)
θ	[°]	Angle du spray
σ	[mN/m]	Tension de surface

Sigles et acronymes

CRI	Common Rail Injector
DME	Di-Methyl Ether
DV	Degré Vilebrequin
EGR	Exhaust Gas Recirculation
EHN	2-ethylhexyl nitrate
FT	Fischer-Tropsch
HAP	Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques
HMN	Heptaméthylnonane
MEF	Maximum Entropy Formalism
NHD	<i>n</i> -hexadécane
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence
PMB	Point Mort Bas
PMH	Point Mort Haut
OH*	Radical hydroxyle

Introduction générale : contexte et enjeux de l'étude

Les moyens de propulsion terrestre routiers sont actuellement majoritairement basés sur l'utilisation du moteur thermique et des carburants fossiles. Conjointement aux polémiques qui ont émergé à plusieurs niveaux à propos des réserves naturelles de pétrole brut, résultant en un cours très instable du prix du baril, d'enjeux économiques et sociaux, se posent les problèmes de la pollution troposphérique et de l'effet de serre additionnel. Par conséquent, de nombreux débats sont menés quant aux solutions alternatives possibles relatives aux différentes technologies de propulsion futures mais aussi sur le potentiel de différents carburants de substitution. Toutefois, les différents scénarios envisagés semblent unanimes : le moteur à combustion interne, hybridé ou non, restera le système de propulsion le plus utilisé dans les 30 à 50 prochaines années voire davantage [Spicher, 2012]. Il est ainsi rationnel que l'optimisation de ce type de propulsion (amélioration des rendements, combustion zéro émission, *etc*) reste au centre des préoccupations.

L'utilisation de carburants de substitution, potentiellement renouvelables, de type agro-carburant est considérée comme l'une des solutions pour palier au déclin annoncé des carburants issus du pétrole mais aussi pour limiter notre empreinte carbone tout en répondant en partie à la demande mondiale en énergie sans cesse croissante. La production et l'emploi de ces carburants alternatifs permettent, pour certains pays en voie de développement, l'accès à la modernité pour subvenir à leurs besoins primaires et pour les autres de devenir plus indépendants énergétiquement.

L'ensemble des considérations socio-économiques et environnementales ont donc incité à un effort important de développement de nouvelles filières de production de carburants non issus du pétrole brut, provenant de matières premières diverses et variées, comme par exemple les sables bitumineux, le schiste, le charbon, le gaz naturel, les déchets organiques, la biomasse, les micro-algues, *etc*.

En parallèle, l'amélioration du groupe motopropulseur poursuit son évolution tout en respectant les normes anti-pollution de plus en plus restrictives. Limiter à la source la production des polluants tels

que les particules de suie, les oxydes d'azote, les hydrocarbures imbrûlés et le monoxyde de carbone ou les post-traiter dans la ligne d'échappement restent un enjeu majeur.

Ces carburants possèdent par nature des caractéristiques physico-chimiques très différentes et leurs effets sur la combustion et les émissions polluantes sont encore peu compris. Afin de pouvoir anticiper leur utilisation à grande échelle, il est nécessaire d'identifier, de quantifier et de comprendre l'influence des propriétés des carburants sur le comportement du moteur à combustion interne. Pour cela, il est nécessaire de mener des études fondamentales et détaillées de l'impact des propriétés physico-chimiques des carburants sur l'injection, la vaporisation, la formation du mélange air-carburant, de l'initiation de la combustion et de son évolution jusqu'à la formation des polluants. Ces études permettront de définir les propriétés des carburants « idéaux » pour les moteurs actuels et futurs, de pouvoir exploiter le potentiel de ces nouvelles propriétés et d'adapter les moteurs en définissant de nouveaux besoins fonctionnels tels que de nouveaux injecteurs, formes de chambres de combustion, de modifications des stratégies d'injection, de combustion, *etc.* Il est ainsi nécessaire désormais de considérer l'adéquation motorisation-carburant en tenant compte de l'évolution des deux pour parvenir à une combustion optimale et propre tout en se diversifiant énergétiquement.

L'objectif principal de ce travail de thèse est donc le suivant: la caractérisation de manière indépendante de l'impact de certaines propriétés des hydrocarbures sur les différentes phases des phénomènes liés à la préparation du mélange à la combustion, appliquée à la motorisation de type Diesel.

La démarche a été construite autour d'une approche purement expérimentale en raison du manque de données complètes et détaillées de l'effet des propriétés des carburants sur ces différentes phases. Après une étude bibliographique sur le sujet, une matrice de carburants a été construite, en collaboration avec le groupe pétrolier Shell G.S., qui a synthétisé ces carburants. Le but a été d'obtenir une gamme de carburants avec des variations des propriétés choisies, qui soient significatives, afin de pouvoir mesurer leur impact, suffisamment réalistes, c'est-à-dire compris dans une gamme plausible de variation des carburants usuels, et enfin indépendantes, afin de pouvoir mesurer correctement la contribution de chacune des propriétés.

Les propriétés considérées dans cette étude ont donc été la masse volumique, la viscosité cinématique, la tension de surface, les caractéristiques de distillation, l'indice de cétane et la teneur en aromatiques. Leur impact a été caractérisé à partir de différents dispositifs expérimentaux comme

l'illustre la Figure 1. Un des aspects de cette étude a été l'utilisation de modèles théoriques simples ou empiriques issues de la littérature et de nouvelles corrélations ont pu être proposées en vue d'améliorer leur précision mais aussi leur plage d'application.

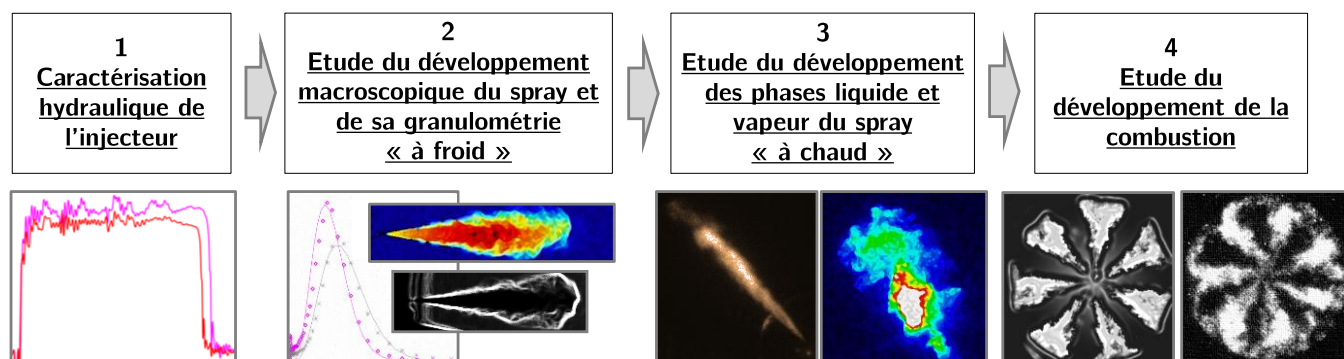


Figure 1 : Différentes étapes de la combustion Diesel étudiées durant ce travail

Le présent manuscrit s'articule en sept chapitres :

1. Le premier chapitre introduit la combustion Diesel conventionnelle et dresse un état des lieux de la connaissance actuelle de l'impact des propriétés des carburants sur celle-ci.
2. Le second chapitre présente l'ensemble des moyens expérimentaux mis en place durant cette étude, les outils de traitement et d'analyse associés ainsi que les carburants et leurs propriétés.

Les chapitres 3 à 7 présentent les résultats issus des différentes expériences, avec successivement l'impact des différentes propriétés des carburant sur :

3. L'évolution du débit aux bornes de l'injecteur ;
4. Le développement du spray dans des conditions de non-vaporisation ;
5. La caractérisation de la granulométrie locale du spray ;
6. L'évolution du spray dans des conditions de vaporisation ;
7. La caractérisation de la combustion Diesel.

Ce manuscrit se termine sur une synthèse des principaux résultats issus de cette étude et sur l'identification des différentes perspectives.

CHAPITRE 1

Etude bibliographique de l’impact des propriétés des hydrocarbures sur l’injection et la combustion Diesel

L’ensemble des phénomènes physiques et des interactions avec les propriétés des carburants sur le fonctionnement du moteur Diesel représente un vaste domaine de recherche. Usuellement, pour des études dont la finalité concerne la combustion et les émissions de polluants, le cheminement du carburant dans le moteur Diesel à injection directe est segmenté en quatre étapes :

1. L’écoulement dans les orifices ;
2. L’atomisation du jet, la formation du spray et le mélange air – carburant ;
3. La vaporisation du spray ;
4. La combustion et la formation des polluants.

Ce chapitre a pour but d’introduire, après une brève présentation du moteur Diesel, les phénomènes physiques intervenants et d’établir un état de l’art concernant l’influence des propriétés physico-chimiques des carburants sur chacune des étapes listées ci-dessus.

1.1 Introduction sur le moteur Diesel

Depuis les années 70, le moteur Diesel a fortement évolué. La pression d’injection a été augmentée d’un ordre de magnitude (actuellement jusqu’à 2000 bar à pleine charge), de l’injection indirecte à l’injection directe, de l’utilisation de pompes d’injection en ligne, des injecteurs unitaires au système à rampe commune (*common-rail*) gérés électroniquement permettant la multi-injection via des orifices toujours plus nombreux et plus petits (100 μm). La diminution en taille des moteurs actuels (*downsizing*) induit l’utilisation d’un turbocompresseur afin d’augmenter la puissance spécifique mais aussi une géométrie de chambre de combustion optimisée, une recirculation des gaz d’échappement EGR, une gestion de l’aérodynamique interne, et des systèmes de post-traitement (catalyseur d’oxydation, filtre à particules, réduction catalytique sélective pour NO_x).

Ces modifications ont permis d’améliorer nettement les performances en matière de couple, de puissance, d’agrément de conduite et d’émissions polluantes (HC, CO, NO_x , particules) et sonores. De plus, en comparaison avec le moteur à allumage commandé, en particulier à injection indirecte, le moteur Diesel possède un bon rendement, limitant la consommation de carburant et les rejets de gaz carboniques CO_2 dans l’atmosphère, principalement en raison d’un taux de compression plus élevé (meilleur rendement thermodynamique) et de l’absence d’un vannage des gaz frais à l’admission (absence de perte par pompage). Sur ce type de motorisation, seuls les gaz frais (air + éventuellement dilué avec les gaz d’échappement EGR) sont introduits dans les cylindres pendant la phase d’admission, le contrôle de la charge est principalement piloté en variant la quantité de carburant injectée. La chaleur spécifique des gaz et la réduction des pertes thermiques (dans le cas de l’injection directe) améliorent davantage le rendement.

Le rapport volumétrique relativement élevé du moteur Diesel (~ 16 avec l’utilisation de la suralimentation), impose que l’injection principale du carburant se fasse en fin de compression proche du Point Mort Haut (PMH). L’aptitude des carburants à l’auto-inflammation est représentée par l’indice de cétane mesuré dans des conditions bien définies en comparant le comportement des gazoles à celui de deux hydrocarbures de référence : le *n*-cétane (encore dénommé le *n*-hexadécane $\text{C}_{16}\text{H}_{34}$), caractérisé par un faible délai d’auto-inflammation (indice 100) en raison de sa longue chaîne droite carbonée, et l’ α -méthyl-naphtalène (indice 0) ou l’heptaméthyl-nonane (HMN, isomère du *n*-cétane, indice 15), à double noyau aromatique et donc très résistant à l’oxydation. En Europe, les gazoles ont un indice de cétane autour de 50.

La combustion Diesel résulte d’une interaction complexe de procédés multiphasiques, turbulents, en trois dimensions qui se déroulent dans un environnement à haute température et haute pression. Le mélange comburant – carburant est très hétérogène, localement riche en carburant, favorisant la production de particules de suies, qui sont ensuite en grande partie oxydées. Néanmoins, les niveaux d’émission demeurent suffisamment élevés et restent problématiques. Les températures de combustion très élevées (~ 2700 K) à l’interface entre le spray de carburant et le comburant environnant sont favorables à la production d’oxydes d’azotes NO_x . Ces derniers, en raison d’une richesse globale relativement pauvre sont très difficiles à éliminer. Au contraire, cela favorise l’oxydation des hydrocarbures imbrûlés HC et du monoxyde de carbone CO, soit en fin de combustion pendant la phase de début de la détente du piston, soit dans le catalyseur d’oxydation deux voies (HC, CO).

1.2 Ecoulement dans les orifices

Les écoulements dans les orifices des injecteurs Diesel se développent dans des conduits de très petites dimensions, avec un diamètre de quelques centaines de micromètres (de 80 à 200 μm), une longueur faible (L/D le rapport longueur sur diamètre généralement compris entre 4 et 8) et parfois à géométrie variable (orifices coniques, hydro-érosion au niveau de la section d’entrée). Ils sont soumis à de fortes pressions initiales (jusqu’à 200 MPa et plus) et subissent de forts différentiels de pression de l’ordre de la pression génératrice induisant des vitesses très élevées (jusqu’à 700 m/s). De plus, ils subissent des transitions brusques et répétitives liées aux mouvements de l’aiguille de l’injecteur.

La compréhension des phénomènes régnant dans l’injecteur est primordiale puisqu’ils conditionnent la masse de carburant délivrée, soit la quantité d’énergie apportée dans la chambre de combustion. De plus, ils influencent la préparation du mélange air-carburant, par l’intermédiaire de leurs impacts sur la structure du spray Diesel, en particulier son atomisation (angle du spray, taille des gouttelettes) qui pilotera le déroulement de la combustion et la formation des polluants.

Par conséquent, parmi les principaux paramètres affectant l’écoulement du carburant figurent :

- La géométrie de l’orifice : son diamètre, sa longueur, sa conicité, la forme du conduit dans la section d’entrée (arrondie, chanfreinée, aigüe) et l’état de surface (rugosité, imperfections). L’angle d’inclinaison de l’orifice sur la buse de l’injecteur et le rapport entre le diamètre d’entrée de l’orifice et le volume interne de l’injecteur peuvent aussi impacter l’écoulement [Lefebvre, 1989].
- Les conditions de fonctionnement : la pression génératrice et sa fluctuation [Seykens *et al.*, 2004], la contre-pression et la température.
- Les perturbations « extérieures » telles que le mouvement et la vibration de l’aiguille [Lefebvre (1989), Soteriou *et al.* (1995)].
- Les propriétés du fluide : la masse volumique [Payri *et al.*, 2012], la viscosité [Vergnes *et al.* (2009), Boudy & Seers (2009), Payri *et al.* (2012)] et éventuellement la pression de vapeur [Arcoumanis *et al.*, 2000] et la tension de surface [Ramamurthi & Nandakumar, 1999], agissant sur le phénomène de cavitation.

Ces paramètres conditionnent de nombreuses caractéristiques de l’écoulement comme par exemple la vitesse, le débit, le moment, le régime (laminaire, transitoire, turbulent), le taux de turbulence et le développement de la couche limite.

De plus, les écoulements dans les orifices des injecteurs Diesel se caractérisent tout particulièrement par l’occurrence du phénomène de cavitation [Badock *et al.* (1999), Hiroyasu (2000)]. Celui-ci apparaît dans les régions où la pression est suffisamment faible pour créer des bulles ou des poches de vapeur. Elles se forment en raison du brusque rétrécissement à l’entrée de l’orifice accompagné par des vitesses locales très rapides, provoquant une séparation de l’écoulement et ainsi des zones de recirculation et des couches de forts cisaillements (FIG. 1.1 et FIG. 1.2) [Arcoumanis *et al.* (1998), Mauger *et al.* (2011)]. On parle de cavitation induite géométriquement. Le niveau élevé de perturbations ainsi que le transport de ces poches de vapeurs vers la sortie de l’orifice sont reconnus pour modifier en outre la structure du spray (divergence de l’angle, pénétration, granulométrie) et pour réduire le débit de carburant (chute du coefficient de décharge) en raison d’une restriction de la section de passage effective (*vena contracta*) [Schmidt & Corradini (2001), Blessing *et al.* (2003), Hespel *et al.* (2010)].

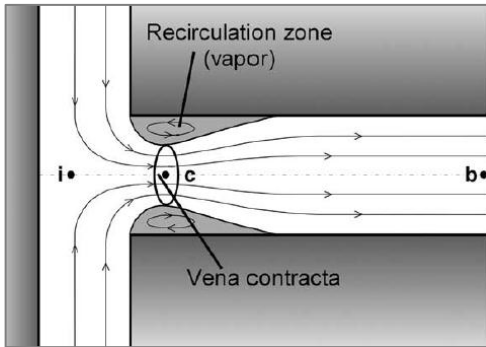


FIG. 1.1 : Représentation schématique d'un écoulement cavitant dans un orifice [Payri *et al.*, 2005]



FIG. 1.2 : Visualisation en image de transmission d'un écoulement cavitant – $h = 400 \mu\text{m}$ – $L = 2 \text{ mm}$ – $P_i = 5 \text{ MPa}$ – $P_b = 1,5 \text{ MPa}$ [Mauger *et al.*, 2011]

L'initiation de la cavitation induite géométriquement se présente sous la forme de bulles de vapeur générées dans les zones de faibles pressions ou de nappe dans les zones de cisaillement. Lorsque l'intensité de la cavitation augmente, les cavités attachées aux parois des orifices peuvent s'allonger jusqu'à la sortie de l'orifice (supercavitation ou *hydraulic flip*). Dans le cas de l'*hydraulic flip*, les cavités sont directement connectées à l'air en sortie de l'orifice, entourant un jet liquide intact au centre de la section de l'orifice, sans contact avec la paroi. Ce comportement peut se produire tout particulièrement dans des orifices courts, dépourvus d'imperfections mais ne se produit pas dans les buses des injecteurs Diesels. Cependant, Soteriou *et al.* (1995) ont identifié que ce phénomène peut se produire partiellement dû à l'asymétrie des buses.

La présence de cavitation a également été observée au centre de l'orifice et dans le sac de la buse de l'injecteur dans le cas où l'axe de l'orifice est incliné par rapport à l'axe de l'injecteur [Gavaises & Andriotis (2006), Gavaises *et al.* (2009)]. Elle est induite en raison des fortes composantes rotationnelles de l'écoulement [Giannadakis *et al.* (2007), Gavaises *et al.* (2009)] (FIG. 1.3 et FIG. 1.4). Elle apparaît en particulier pour des orifices coniques (pour lesquels la cavitation induite géométriquement est limitée) et pour de faibles levées d'aiguilles [Gavaises *et al.*, 2009]. Celle-ci peut modifier significativement l'angle du spray [Gavaises & Andriotis, 2006] (FIG. 1.5).

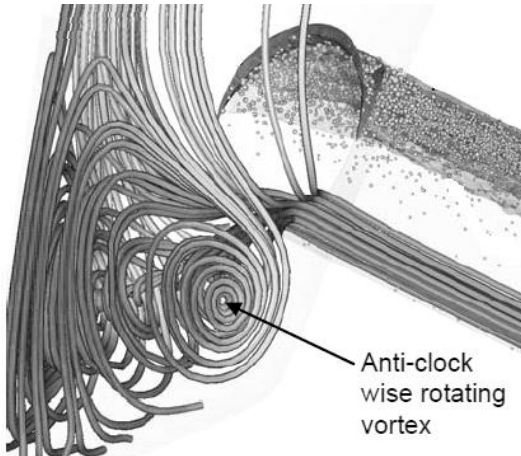


FIG. 1.3 : Simulation de la structure rotationnelle de l'écoulement dans le sac de la buse [Giannadakis *et al.*, 2007]

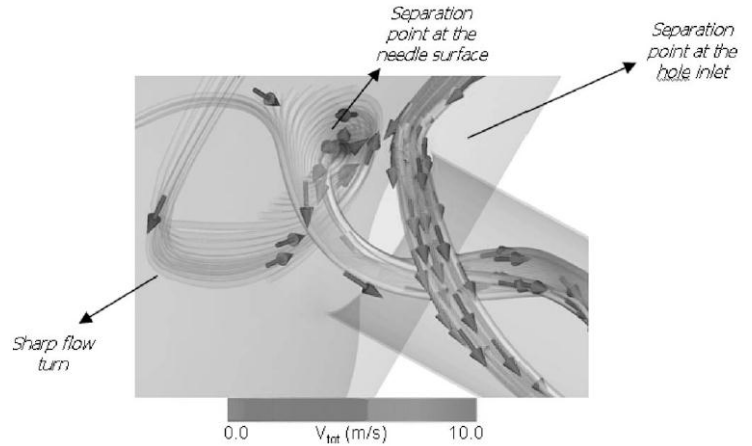


FIG. 1.4 : Structures rotationnelles se développant dans l'orifice [Gavaises *et al.*, 2009]

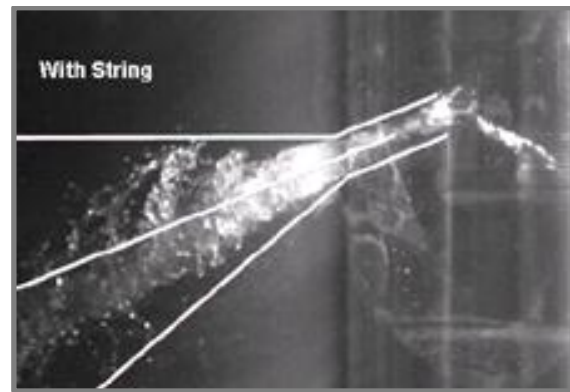
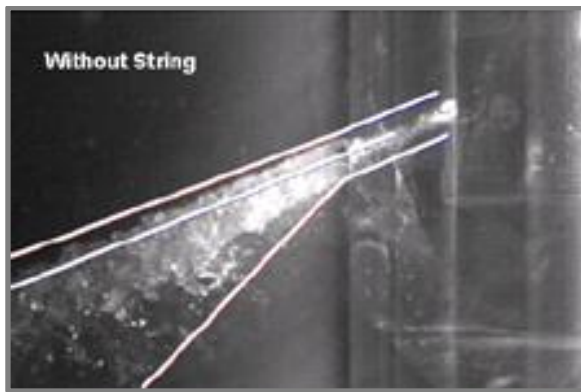
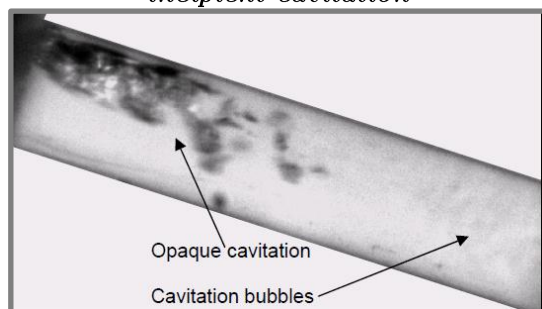


FIG. 1.5 : Influence de la *string cavitation* sur l'angle du jet proche de la buse [Gavaises & Andriotis, 2006]

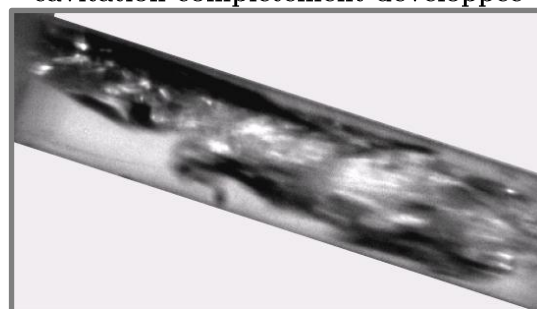
Différents régimes de cavitation ont été identifiés comme l'initiation, *sheet cavitation*, *film cavitation*, *cloud cavitation*, *string cavitation*, *hydraulic-flip* et la supercavitation [Chaves *et al.* (1995), Soteriou *et al.* (1995), Arcoumanis *et al.* (2000), Roth *et al.* (2002), Nouri *et al.* (2007), Li *et al.* (2008), Mauger *et al.* (2011)]. Les principaux sont illustrés sont la FIG. 1.6.

La présence de cavitation dans les orifices des injecteurs Diesel semble être favorable à la limitation de l'encrassement des buses (dépôts de particules solides) et à l'amélioration ou la limitation du procédés d'injection (angle plus important, gouttes plus petites) dépendamment du régime de cavitation. Cependant, la cavitation peut causer des dommages irréversibles à l'injecteur par érosion des orifices modifiant ainsi les caractéristiques hydrauliques.

Initiation ou
incipient cavitation

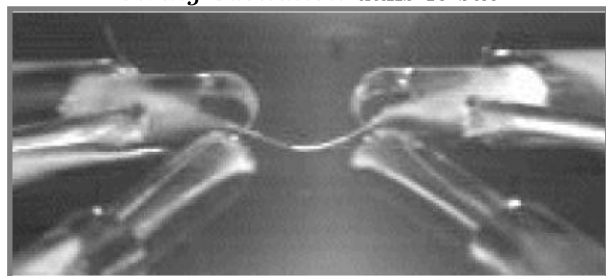


Supercavitation ou
cavitation complètement développée



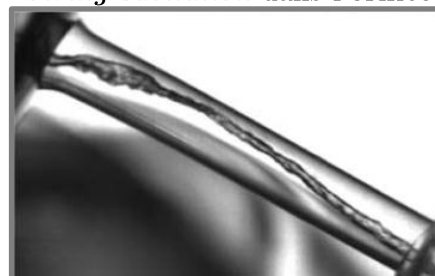
[Giannadakis *et al.*, 2007]

String cavitation dans le sac



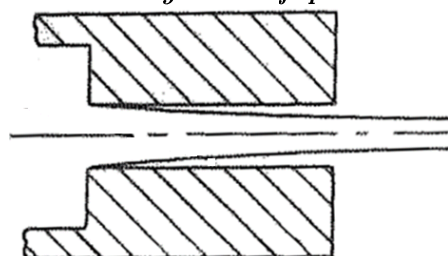
[Roth *et al.*, 2002]

String cavitation dans l'orifice



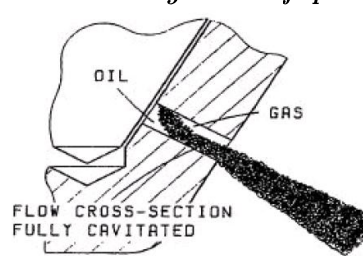
[Gavaises *et al.*, 2009]

Hydraulic-flip



[Hiroyasu, 2000]

Partial hydraulic-flip



[Soteriou *et al.*, 1995]

FIG. 1.6 : Illustration des différents régimes de cavitation

Bien que l'impact des propriétés des carburants sur la structure de l'écoulement, l'initiation du phénomène de cavitation, son développement et son intensité, semblent ne pas avoir été étudiés de manière détaillée, très peu de différences ont été observées par Park *et al.* (2008) à partir de visualisation d'écoulements cavitants entre un gazole et un biodiesel (FIG. 1.7). Cependant, la dimension de l'orifice (6 mm de diamètre), la configuration axiale et les faibles pressions d'injection employées (5 MPa) limitent la transposition avec des configurations réelles.

Dans le cas du DME (Di-Methyl-Ether), se caractérisant par une pression de vapeur élevée ($P_v = 0,5$ MPa à 298 K contre $\ll 0,01$ MPa pour du gazole), le phénomène de cavitation pourrait être

présent et plus intense sur une plage de fonctionnement (P_i , P_b) plus importante que pour des carburants à faible pression de vapeur [Arcoumanis *et al.*, 2008].

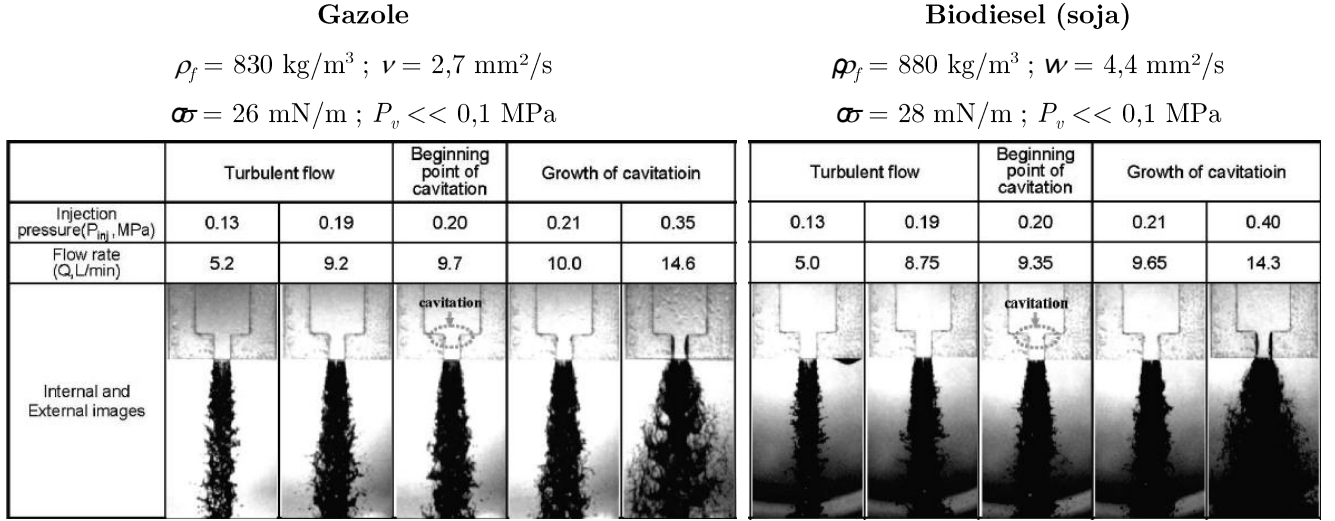


FIG. 1.7 : Comparaison du développement de la cavitation entre du gazole et du biodiesel – $D = 6 \text{ mm}$ – $L = 9 \text{ mm}$ – $P_b = 0,1 \text{ MPa}$ [Park *et al.*, 2008]

Une étude de Payri *et al.* (2012) conclue sur un lien entre l'initiation de l'effet de la cavitation induite géométriquement sur le coefficient de décharge et la viscosité du fluide. Pour cela des mesures de débit et des visualisations ont été effectuées avec quatres carburants (variation simultanée de plusieurs propriétés) à travers un orifice transparent de $510 \mu\text{m}$ de diamètre et de 1 mm de longueur, opérant en écoulement continu à faibles pressions génératrices ($P_i < 5.0 \text{ MPa}$) et en faisant varier la contre-pression. Il peut être observé sur la FIG. 1.8 que l'initiation de l'effet de la cavitation sur le coefficient de décharge se produit à différentes valeurs du nombre de cavitation dépendemment des fluides testés. Etant donné une bonne corrélation entre le point d'initiation de l'effet de la cavitation sur le coefficient de décharge et le nombre de Reynolds pour les différents liquides, les auteurs attribuent ce phénomène à l'effet de la viscosité : le fluide le moins visqueux cavite pour une contre-pression plus élevée que le fluide le plus visqueux. Des visualisations de l'apparition des premières bulles de cavitation et des conditions pour lesquelles la cavitation atteint la sortie de l'orifice (supercavitation) permettent de confirmer ces mesures.

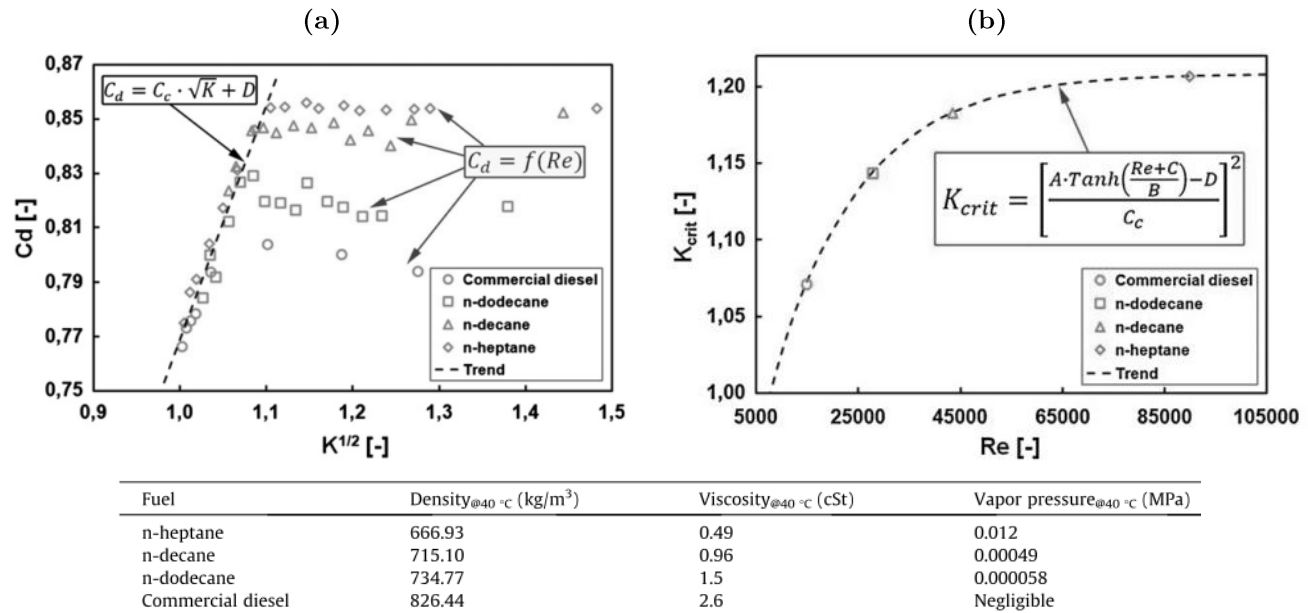


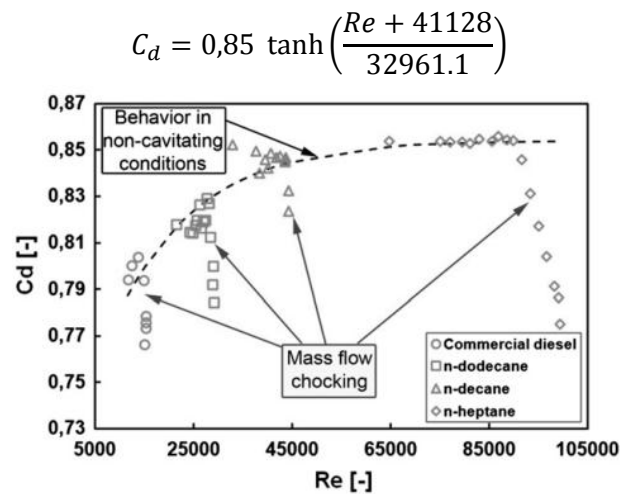
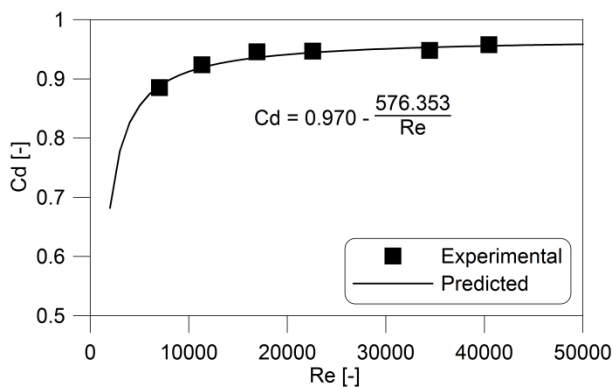
FIG. 1.8 : Évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de cavitation (a) et du nombre de cavitation critique en fonction du nombre de Reynolds (b) [Payri *et al.*, 2012]

En régime non cavitant, ou lorsque ce phénomène a peu d'effet, en particulier pour des orifices coniques convergents avec une entrée arrondie [Payri *et al.*, 2005], les grandeurs caractéristiques du spray semblent être dépendantes de l'intensité de la turbulence dans l'orifice [Payri *et al.*, 2010] et l'interaction fluide – parois prend de l'importance [Soteriou *et al.*, 2006]. Par conséquent, le nombre de Reynolds (EQ. 1.3) et donc la viscosité du fluide deviennent des paramètres déterminants de l'état de l'écoulement.

On trouve quelques études basées sur l'hypothèse d'une réduction du débit de carburant aux bornes de l'injecteur due à un effet de la viscosité. Toutefois, bien souvent ces études se contentent d'une comparaison entre deux carburants (en général du gazole standard et un carburant alternatif de type ester méthylique de colza, de soja ou du DME) pour lesquels plus d'une propriété varie. Par exemple, les études de Seykens *et al.* (2004) avec des orifices cylindriques et entrées arrondies, Park *et al.* (2008), Kim *et al.* (2008) ou Park *et al.* (2009) avec des orifices cylindriques et entrées rectangulaires.

Payri *et al.* (2008) mettent en évidence une réduction significative du débit masse et de la quantité injectée (diminution de 24,9 à 21,4 mg/cp) au travers d'une buse équipée de huit orifices coniques convergents de 110 µm de diamètre de sortie, lorsque la viscosité augmente (de 3,4 à 13,6 mm²/s) bien que la masse volumique croît (de 823 à 850 kg/m³). Pour cela, ils effectuent des mesures à deux

températures de fonctionnement (25 et -20°C). L’effet est attribué à une augmentation des forces de frottement. Ces auteurs citent que cet effet se constate spécifiquement à faibles pressions d’injection mais les résultats ne sont présentés que pour un point de fonctionnement à 30,0 MPa de pression d’injection et 5,0 MPa de contre-pression. Ce groupe de recherche montre une augmentation du coefficient de décharge en régime non-cavitation lors de leurs études sur l’influence de la température et pour leurs mesures avec plusieurs carburants (FIG. 1.9 et FIG. 1.10).



Selon le même principe, Vergnes *et al.* (2009) ont observé une importante diminution du coefficient de décharge (donc du débit) d’environ 40 % avec une forte augmentation de la viscosité (de 4 à 206 mm²/s) d’un gazole « grands froids ». Dans leur étude, la température varie de -20 à 20°C, avec des points intermédiaires à -5, -10 et -15°C pour deux pressions d’injection (25 et 40 MPa) et une contre-pression (1,8 MPa) avec l’utilisation d’une buse comportant six orifices cylindriques de 125 µm de diamètre et de L/D de 6. Deux autres carburants ont été testés, le *n*-Heptane et le *n*-Décane : de très faibles modifications du débit ont été reportées en raison d’une augmentation beaucoup plus faible de la viscosité avec la diminution de la température, respectivement, de 0,5 à 1,6 mm²/s et de 1,3 à 2,4 mm²/s. Il convient de préciser que seul le *n*-Heptane induit un écoulement cavitant, ce qui est en accord avec les résultats de Payri *et al.* (2012) : le fluide le moins visqueux cavite en premier. Un accord convenable avec les corrélations de Payri *et al.* (2007) et Lichtarowicz & Pearce (1974) a été obtenu (FIG. 1.11).

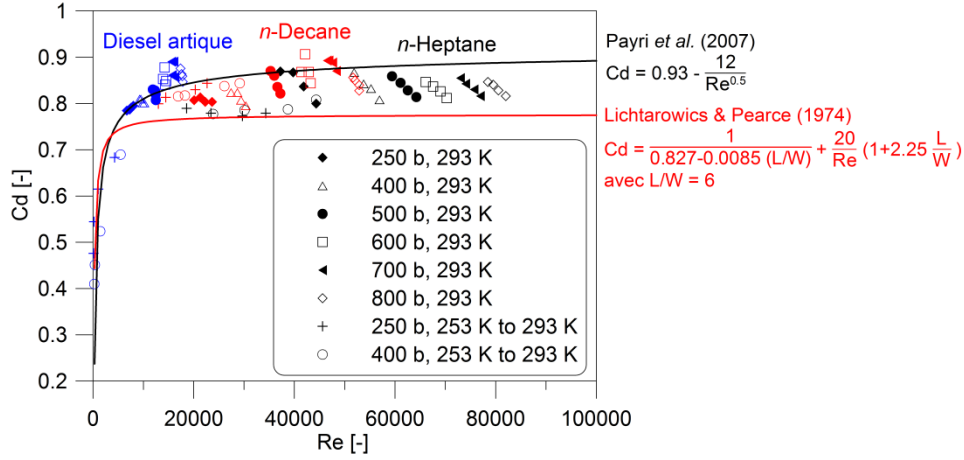


FIG. 1.11 : Évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds d'après les résultats de Vergnes *et al.* (2009)

La modélisation de l'effet de la viscosité peut être effectuée pour un écoulement totalement turbulent (pas de cavitation) en appliquant les équations empiriques de calcul des pertes de charge (singulières et linéaires) [Sarre *et al.* (1999), Martinez *et al.* (2010), Reddemann *et al.* (2011)]. Le coefficient de décharge C_d s'écrit de la façon suivante (EQ. 1.1) [Sarre *et al.*, 1999], en utilisant l'équation de Blasius ou du régime laminaire (EQ. 1.2) pour le calcul du coefficient de friction f , avec K_{inlet} le coefficient de pertes de charge singulières pouvant être obtenu à partir de tabulation, L/D le rapport longueur sur diamètre de l'orifice et Re le nombre de Reynolds qui est fonction de la viscosité.

$$C_d = \frac{1}{\sqrt{K_{inlet} + f \cdot \frac{L}{D} + 1}} \quad \text{EQ. 1.1}$$

$$f = \max(0.316 \cdot Re^{-0.25}; 64/Re) \quad \text{EQ. 1.2}$$

Une approche similaire a été employée par Soteriou *et al.* (2006) pour étudier l'effet de la température, en déterminant par une procédure d'optimisation sur une évolution du C_d en fonction de la différence de pression, les coefficients de pertes de charge singulières et linéaires. Enfin, une analogie au diagramme de Moody a été entreprise par Boudy & Seers (2009) pour étudier l'effet de la viscosité.

Cependant, ce concept de modélisation de l'influence de la viscosité sur le coefficient de décharge à partir de la prise en compte des pertes de charge n'a pas été validé expérimentalement de façon exhaustive.

Dans le cas d’écoulement complètement cavitant (supercavitation), la théorie d’écoulement non-visqueux semble plus appropriée puisqu’il a moins d’interactions entre le liquide et les parois [Sarre *et al.*, 1999]. Ainsi, il est envisagé que la viscosité n’a plus d’effet sur le coefficient de décharge en régime super-cavitant.

Finalement, selon plusieurs auteurs, la masse volumique est la propriété la plus importante, pilotant directement la quantité de carburant débitée par l’injecteur [Desantes *et al.* (1998), Boudy & Seers (2009), Desantes *et al.* (2009), Payri *et al.* (2012)]. En théorie (Bernoulli), le débit masse est proportionnel à la racine carrée de la masse volumique. Cependant, en pratique il est rarement possible de modifier la masse volumique du fluide sans changer d’autres propriétés. Ainsi, cette relation doit être considérée avec précaution.

1.3 Atomisation du jet et formation du spray

Le jet émergeant de l’orifice d’un injecteur Diesel s’atomise très rapidement car il est soumis à de forts niveaux d’instabilités (turbulence, cavitation, aérodynamique, fluctuations de pression, réarrangement du profil de vitesse, *etc*). Cela donne naissance à des oscillations et des perturbations qui s’amplifient à la surface du jet.

Après cette première phase de l’atomisation, appelée atomisation primaire, les gouttes, ligaments ou autres structures formées dépassant une certaine taille critique se désintègrent progressivement en de plus petites gouttelettes, dépendamment de leur vitesse respective (FIG. 1.12). Ce procédé est connu sous le nom d’atomisation secondaire [Reitz & Bracco (1982), Lefebvre (1989), Dumouchel (2008)].

Les recherches ont montré que l’atomisation primaire est affectée par les caractéristiques de l’écoulement (turbulence, cavitation, *etc*) à la sortie de l’orifice [Faeth, 1996]. Elles sont liées aux conditions initiales (vitesse d’éjection du fluide, pression et densité de l’air), à la géométrie de l’orifice et aux propriétés du fluide (viscosité, tension de surface). Pour un rapport des densités ρ_f/ρ_a inférieur à 500, classique pour le cas de l’injection Diesel ($20 < \rho_f/\rho_a < 75$), les effets aérodynamiques avancent l’initiation de l’atomisation et donc une diminution de la taille des gouttes après l’atomisation primaire de jets turbulents par superposition avec l’atomisation secondaire [Faeth, 1996].

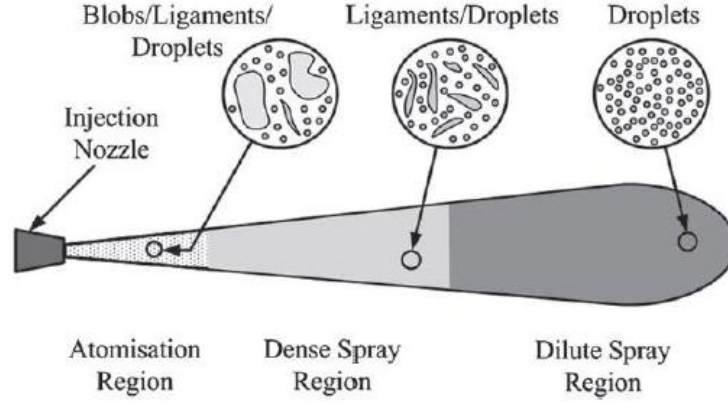


FIG. 1.12 : Représentation schématique de l'atomisation d'un spray Diesel [Jiang *et al.*, 2010]

La classification des différents régimes de rupture d'un jet, c'est-à-dire l'atomisation primaire, peut être représentée en fonction de nombres sans dimension caractéristiques des forces intervenantes (FIG. 1.13) [Lefebvre, 1989] : le nombre de Reynolds et le nombre d'Ohnesorge. Le nombre de Reynolds, qui caractérise le régime de l'écoulement dans l'orifice, symbolise le rapport entre les forces d'inertie et visqueuses (EQ. 1.3). Le nombre d'Ohnesorge (EQ. 1.4) représente le rapport entre les forces visqueuses et les forces de tension superficielle. Il est un indicateur de la stabilité du jet et de la résistance des gouttelettes produites. Ne faisant pas intervenir les conditions de fonctionnement, ce nombre est invariant pour un fluide et un orifice donnés.

En règle générale, les jets Diesel subissent le régime d'atomisation [Smallwood & Gülder, 2000] et les premières gouttelettes / structures produites, du régime *multimode breakup* au régime catastrophique [Chrysosakis & Assanis (2008), Kyriakides *et al.* (2009)].

Les différents mécanismes d'atomisation secondaire ont été classés par Faeth (1996) (FIG. 1.14). Ils sont fonction du nombre de Weber gazeux, qui représente le rapport des forces d'inertie et de tension de surface (EQ. 1.5) et du nombre d'Ohnesorge. Ces différents régimes qui pilotent l'état de la granulométrie du spray Diesel sont décrits dans le Tableau 1.1.

$$Re = \frac{V \cdot d}{\nu} \quad \text{EQ. 1.3}$$

$$Oh = \frac{\sqrt{We_f}}{Re} = \frac{\mu_f}{\sqrt{\rho_f \cdot D_0 \cdot \sigma}} \quad \text{EQ. 1.4}$$

$$We = \frac{\rho \cdot d \cdot V^2}{\sigma} \quad \text{EQ. 1.5}$$

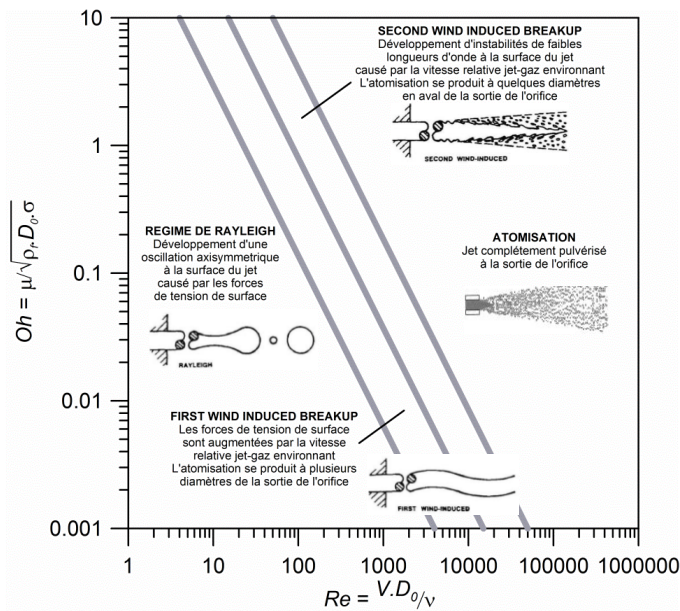


FIG. 1.13 : Classification et illustration des régimes d'atomisation primaire d'un jet [Lefebvre, 1989]

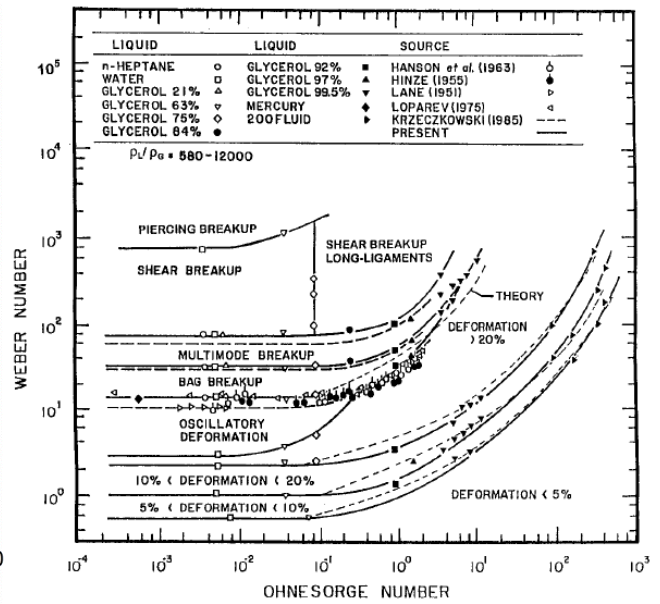


FIG. 1.14 : Régimes de déformation et d'atomisation secondaire [Faeth, 1996]

Tableau 1.1 : Synthèse des régimes d'atomisation secondaire

Piercing breakup (Catastrophic breakup)		$We > 350 - 800$ [Lee & Reitz, 2001] Aplatissement de la goutte puis atomisation en fragments par des instabilités de Rayleigh-Taylor. Des instabilités de longueurs d'onde plus faibles (Kelvin-Helmholtz) sont suspectées, à la périphérie des fragments, qui se brisent en microgouttes.
Shear breakup et shear breakup long-ligaments		$80 < We < 350-800$ [Chou <i>et al.</i>, 1997] Déformation de la goutte à sa périphérie avec arrachement de gouttelettes. En augmentant le Oh, des ligaments apparaissent à la périphérie de la goutte et se détachent (<i>long ligaments</i>).
Multimode breakup	$35 - 40 < We < 80$ [Dai & Faeth, 2001] Transition entre le mode « <i>Shear breakup</i> » et « <i>Bag breakup</i> » (mélange des deux)	
Bag breakup		$13 < We < 80$ [Chou & Faeth, 1998] Aplatissement de la goutte et apparition d'un sac fin prenant origine au point d'arrêt, attaché à un anneau. Le sac et ensuite l'anneau se brisent.

D'autres grandeurs associées à l'atomisation du jet caractérisent le spray Diesel : ce sont l'angle et la longueur de pénétration [Naber & Siebers, 1996]. En effet, l'entraînement d'air, la richesse (définie comme le rapport des masses de carburant et d'air comparativement au dosage stoechiométrique : EQ. 1.6) et le transport de ce mélange, paramètres essentiels en combustion Diesel, dépendent de ces caractéristiques géométriques du spray. Siebers (1999) démontre à partir d'une théorie reposant sur les équations de conservation de la masse et du moment appliquées sur un spray idéalisé (cône), que la quantité d'air entraînée dans le spray relativement au débit de carburant est proportionnelle entre autre, à la distance de l'injecteur x et de l'angle θ (EQ. 1.7).

$$\phi = \frac{(m_f/m_a)_{réel}}{(m_f/m_a)_{stoec h.}} \quad \text{EQ. 1.6}$$

$$\frac{\dot{m}_a(x)}{\dot{m}_f(x)} \propto x \cdot \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_f}} \cdot \frac{a \cdot \tan(\theta/2)}{\sqrt{C_A} \cdot D} \quad \text{EQ. 1.7}$$

Ces principaux phénomènes physiques et les grandeurs caractéristiques associés au développement du spray Diesel ont été synthétisés sur la FIG. 1.15.

Par ailleurs, dans un environnement moteur, la complexité est accrue car s'ajoutent des effets liés à l'aérodynamique interne (*swirl*, *squish*), au confinement du milieu et à l'interaction entre les différents sprays issus de la même buse.

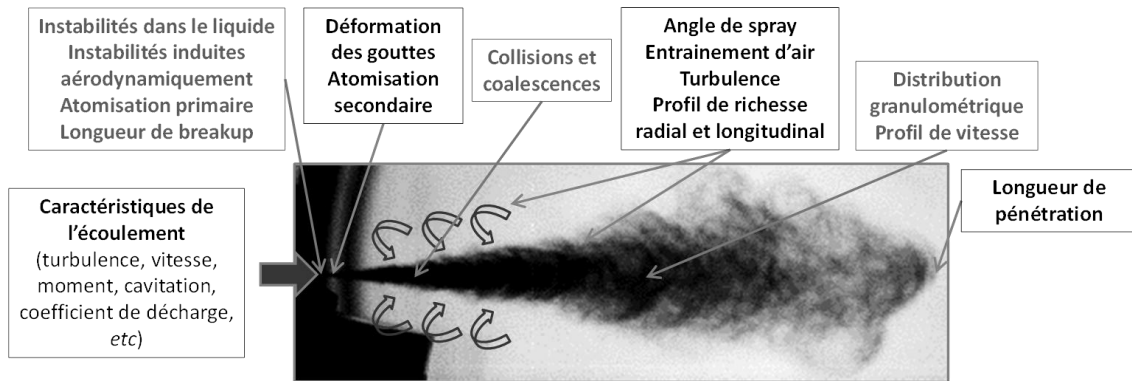


FIG. 1.15 : Illustration des principales caractéristiques et principaux phénomènes participant à l'atomisation et à la formation d'un spray Diesel libre dans un environnement pressurisé « à froid »

Les propriétés physiques des carburants qui affectent l'atomisation et le développement du spray sont la masse volumique, la viscosité et la tension de surface [Elkotb (1982), Lefebvre (1989), Shoba *et al.* (2011)] comme le montre la FIG. 1.16.

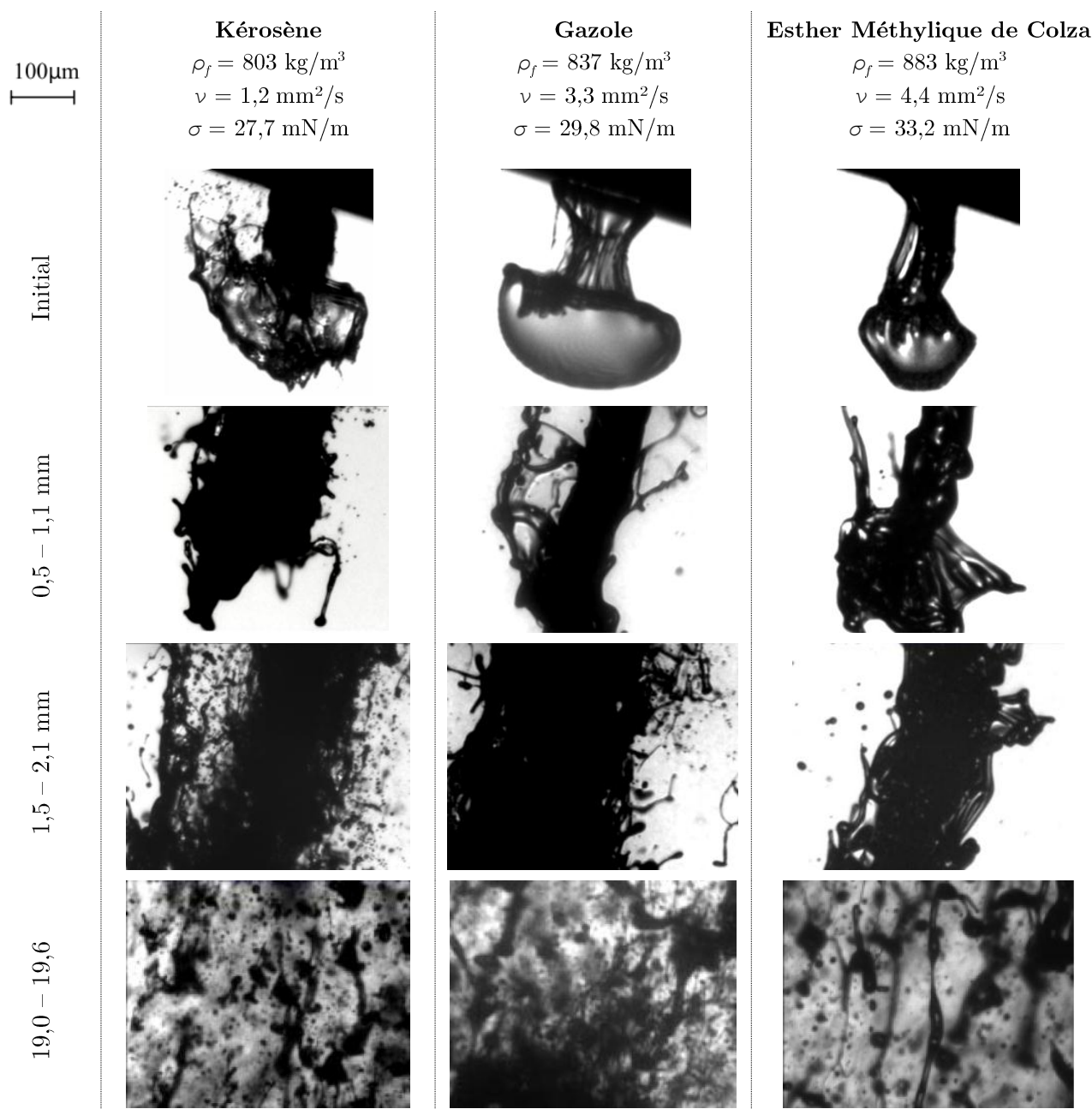


FIG. 1.16 : Morphologie du jet pour trois carburants – $P_i = 40 \text{ MPa}$, $P_b = 0,1 \text{ MPa}$ [Shoba *et al.*, 2011]

Lefebvre (1989) suggère qu'en raison des modestes quantités de données disponibles quant à l'effet de la masse volumique sur l'atomisation, son influence est plutôt faible. Cependant, la masse volumique apparait dans la définition de nombreuses corrélations empiriques ou modèles permettant d'estimer l'angle, la pénétration ou le *SMD* ('*Sauter Mean Diameter*') (Tableau 1.2).

Tableau 1.2 : Quelques corrélations pour l'estimation de l'angle, de la pénétration et du *SMD*

Angle	
$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = \frac{4\pi}{A} \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot f(T) ; f(T) = \frac{\sqrt{3}}{6} (1 - e^{-10T}) ; T = \left(\frac{Re_l}{We_l}\right)^2 \cdot \frac{\rho_f}{\rho_a}$	[Reitz & Bracco, 1982] [Sarre <i>et al.</i> , 1999]
$\theta = 83,5 \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,22} \cdot \left(\frac{D}{D_0}\right)^{0,15} \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^{0,26}$	[Hiroyasu & Arai, 1990]
$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = 0,40 \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^{0,19}$	[Naber & Siebers, 1996]
$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = 0,260 \cdot \left(\left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^{0,19} - 0,0043 \cdot \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}}\right)$	[Siebers, 1999]
$\tan\left(\frac{\theta}{2}\right) = 0,8113 \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^{0,3316} \cdot C_a^{7,319} \cdot \left(\frac{L}{D}\right)^{-0,1872}$	[Payri <i>et al.</i> , 2010]
Pénétration	
$t < tr : S(t) = 0,39 \cdot \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho_f}} \cdot t \quad t > tr : S(t) = 2,95 \cdot \left(\frac{\Delta P}{\rho_a}\right)^{0,25} \cdot (D \cdot t)^{1/2}$	[Hiroyasu & Arai, 1990]
$S(t) = Cv \cdot \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho_f}} \cdot \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{a \cdot Cv \cdot \tan(\theta/2) \cdot \sqrt{2 \Delta P \rho_a}}{Ca \cdot D_0 \cdot \rho_f} \cdot t\right)^{1,1}\right]^{1/2,2}} \cdot t$	[Naber & Siebers, 1996]
$t < tr : S(t) = Cv \cdot \sqrt{\frac{2 \Delta P}{\rho_f}} \cdot t \quad t > tr : S(t) = 1,26 \left(\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right)^{-1/2} \cdot \rho_a^{-1/4} \cdot M^{1/4} \cdot t^{1/2}$ $M = Ca \cdot Cv^2 \cdot 2 \cdot A_0 \cdot \Delta P$	[Desantes <i>et al.</i> , 2006] [Payri <i>et al.</i> , 2010]
SMD	
$\frac{SMD}{D} = 107 \cdot Re^{-0,183} \cdot We_f^{-0,442} \cdot Cd^{0,422} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^{-0,05}$ $SMD \propto D^{0,375} \cdot \Delta P^{-0,53} \cdot \rho_a^{0,05} \cdot v^{0,183} \cdot \rho_f^{0,038} \cdot \sigma^{0,442}$	[Elkotb, 1982]
« Spray incomplet » $\frac{SMD}{D} = 4,12 \cdot Re^{0,12} \cdot We_l^{-0,75} \cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_a}\right)^{0,54} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^{0,18}$ $SMD \propto D^{0,35} \cdot \Delta P^{-0,69} \cdot \rho_a^{-0,72} \cdot v^{0,42} \cdot \rho_f^{0,66} \cdot \sigma^{0,75}$	[Hiroyasu <i>et al.</i> , 1989]
« Spray complet » $\frac{SMD}{D} = 0,38 \cdot Re^{0,25} \cdot We_l^{-0,32} \cdot \left(\frac{\mu_l}{\mu_a}\right)^{0,37} \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^{-0,47}$ $SMD \propto D^{0,93} \cdot \Delta P^{-0,195} \cdot \rho_a^{0,10} \cdot v^{0,12} \cdot \rho_f^{-0,225} \cdot \sigma^{0,32}$	

Toutefois, pour la plupart de ces expressions l’objectif est d’adimensionner la densité de l’air, $(\rho_a/\rho_f)^B$, avec B une constante déterminée expérimentalement, d’inclure des nombres adimensionnés tel que le nombre de Reynolds ($Re=V.D/\nu$ avec $V = \sqrt{2\Delta P/\rho_f}$) ou la vitesse débitante si considérée. Lorsque la masse volumique augmente, ces expressions reportent une diminution de l’angle (en régime quasi-stationnaire) et de la pénétration pendant la zone initiale, tandis qu’elles ne montrent pas de dépendance sur la pénétration durant la zone développée et des dépendances contradictoires sur le SMD . Néanmoins, l’effet « réel » de la masse volumique sur les différentes grandeurs caractéristiques du spray (angle, pénétration, SMD) n’est que très peu considéré et n’a pas été validé. En effet, la plupart de ces corrélations / modèles ont été développés soit pour un seul carburant (en générale du gazole standard), ou lorsqu’ils ont été développés pour plusieurs carburants, les propriétés (masse volumique, viscosité et tension de surface) n’ont pas été variées indépendamment. L’intérêt a été plutôt porté sur l’effet de la viscosité, de la tension de surface et des conditions de fonctionnement (différence de pression ΔP , densité de l’air ρ_a) en raison de leur impact plus prononcé sur les caractéristiques du sprays et de leur plage de variations plus étendue par rapport à la masse volumique du carburant.

Cependant, la masse volumique affecte le débit aux bornes de l’injecteur, qui a son tour peut impacter le développement du spray. Comme stipulé par la théorie de Bernouilli, le débit est proportionnel à la racine carrée de la masse volumique du carburant ($\dot{m} \propto \sqrt{\rho_f}$). Il est ainsi expecté une diminution de la vitesse débitante ($V \propto 1/\sqrt{\rho_f}$) qui pourrait affecter significativement l’atomisation du jet et les procédés de formation du spray. Elkotb (1982) cite que la masse volumique du carburant affecte la pénétration car l’énergie cinétique du carburant à la sortie de l’orifice est l’un des principaux facteurs déterminant le comportement du spray. A ce propos, comme expliqué par Kook & Pickett (2012) à partir d’une analyse analytique avec le modèle de spray de Naber & Siebers (1996), la masse volumique du carburant n’affecte pas la pénétration du spray car elle n’est pas corrélée au moment M ($M \propto \dot{m}.V$) pour une différence de pression, surface débitante effective et angle supposés constants : l’augmentation du débit masse est compensé par une décroissance dans les mêmes proportions de la vitesse débitante. En conséquence, d’après ces considérations, une variation de la masse volumique n’a pas d’effet sur la pénétration du spray (si l’angle est supposé constant). Des mesures conduites par plusieurs auteurs [Desantes *et al.* (2009), Genzale *et al.* (2010), Payri *et al.* (2012)] (FIG. 1.17) confirment que le moment (quantité de

mouvement) est similaire entre de l'essence ($\rho_f \sim 733 \text{ kg/m}^3$), du gazole ($\rho_f \sim 835 \text{ kg/m}^3$) et du biodiesel ($\rho_f \sim 870 \text{ kg/m}^3$), toutefois aussi caractérisés par une variation de leur viscosité (de 0,6 à 4,5 mm²/s à 40°C).

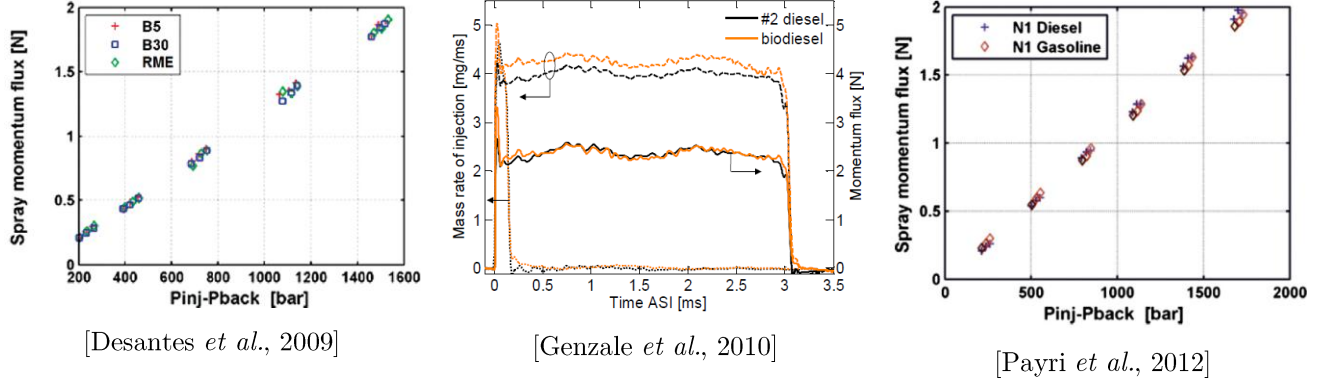


FIG. 1.17 : Influence des carburants (essence, gazole, biodiesel) sur le moment du spray

En revanche, la considération de la tension de surface est primordiale en atomisation, puisqu'elle représente les forces qui résistent à la déformation de la goutte. En général, la gamme de variation de la tension de surface varie de 73 mN/m pour l'eau à 15 mN/m pour les alcanes. Toutefois, il semble que cette propriété a peu d'effets sur les caractéristiques macroscopiques du spray (angle et longueur de pénétration), mais affecte la microstructure du spray [Elkottb (1982), Lefebvre (1989), Hiroyasu *et al.* (1989), Shoba *et al.* (2011)]. Hiroyasu *et al.* (1989) ont mesuré par diffraction laser une augmentation significative du *SMD* local (70 mm en aval de la buse) pour une augmentation de la tension de surface de 33 à 66 mN/m à relativement haute viscosité ($\sim 49 \text{ mm}^2/\text{s}$) pour des pressions d'injection relativement faibles (inférieures à 60 MPa) (FIG. 1.18 (a)). Il convient de préciser que pour ces liquides, la masse volumique variait aussi de ~ 900 à 1250 kg/m^3 . Elkottb (1982) en utilisant différents mélanges de gazole, kérosène et essence (variation de la masse volumique, viscosité et tension de surface) obtient aussi avec une technique de prélèvement de gouttelettes, une dépendance dérivée d'une analyse statistique entre le *SMD* et la tension de surface ($SMD \propto \sigma^{0,442}$).

Finalement, la viscosité du carburant apparaît comme la propriété la plus importante (dans des conditions de non-vaporisation). En effet, en plus d'influencer les caractéristiques de l'écoulement (*c.f.* section précédente), elle affecte le développement du spray [Reitz & Bracco (1982), Hiroyasu & Arai (1990), Postrioti *et al.* (2004)] et la granulométrie [Elkottb (1982), Hiroyasu *et al.* (1989)].

A partir de la littérature, on peut dire qu'il existe un consensus sur le fait que l'augmentation de la viscosité entraîne une augmentation du *SMD*. Elkotb (1982), à partir de mélanges gazole – kerosène – essence, a observé une diminution du *SMD* d'environ 20 μm , partiellement due à une diminution de la tension de surface (de 27,5 à 20,4 à mN/m) mais surtout à la réduction de la viscosité (de 8,5 à 0,8 mm^2/s). Hiroyasu *et al.* (1989) ont constitué une importante base de données en effectuant des mesures granulométriques à 70 mm de l'injecteur par diffraction laser pour différents mélanges d'hydrocarbures lourds, de mélanges glycérine – alcool et d'eau – glycérine, pour des orifices de différents diamètres. La gamme de variation s'étend de 0,7 à 209,4 mm^2/s . Ils ont ainsi montré l'existence d'une pression d'injection limite minimale (FIG. 1.18 (b)) pour produire un spray « finement » atomisé. En dessous de cette pression limite le *SMD* augmente très rapidement. Lorsque la viscosité croît, cette pression limite ainsi que le *SMD* augmentent. De plus, pour les pressions d'injection les plus élevées (supérieures à 80 MPa), l'effet de la viscosité est toujours perceptible.

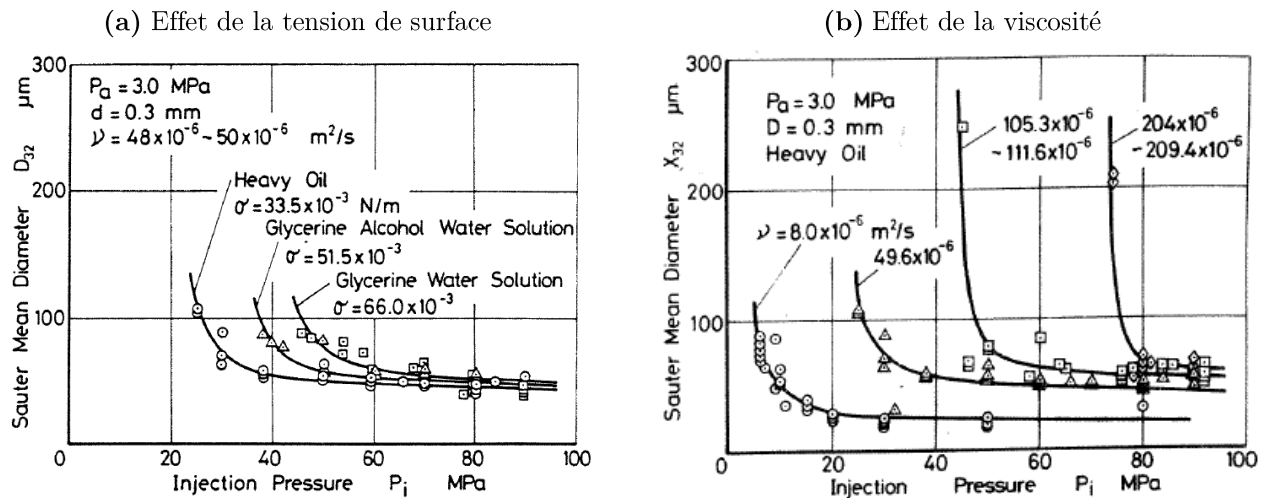


FIG. 1.18 : Influence de la tension de surface (a) et de la viscosité (b) sur le *SMD*
[Hiroyasu *et al.*, 1989]

Depuis ces travaux de références d'Elkotb et d'Hiroyasu *et al.*, effectuées entre les années 1980 et 1990, il semblerait qu'il n'existe pas d'études aussi complètes sur l'influence des propriétés du fluide sur la granulométrie du spray Diesel pour une large variation des conditions de fonctionnement et des carburants pour les technologies nouvelles d'injection Diesel typées *Common-Rail*.

Reitz & Bracco (1982) ont mis en évidence l'effet de la viscosité sur l'angle en sortie de plusieurs types de buses fonctionnant en débit continu. Les expériences ont été répétées pour cinq mélanges d'eau et de glycérol et plusieurs conditions de fonctionnement (P_i de 3,3 à 16,6 MPa, P_b de 0,1 à 4,0 MPa). Un facteur 100 sur la viscosité pour une variation de la masse volumique inférieure à 20 % et négligeable de la tension de surface leur a permis de constater une diminution de l'angle du spray lorsque la viscosité augmente (FIG. 1.19). Hiroyasu & Arai (1990) avec un injecteur Diesel ($D_0 = 300 \mu\text{m}$) observent également une diminution de l'angle en régime quasi-stationnaire lorsque la viscosité augmente (FIG. 1.20). L'effet de la viscosité dépend également de l'orifice utilisé et de la pression d'injection. Cependant, les carburants utilisés se caractérisaient aussi par une variation de leur masse volumique (environ 20 %). Desantes *et al.* (1998) n'ont pas observé d'influence significative des propriétés des carburants (ρ_F , ν) sur les caractéristiques du spray avec un système d'injection opérant à l'aide d'une pompe d'injection en ligne. Toutefois, ces études réfèrent à des conditions d'écoulement qui peuvent être éloignées de celles rencontrées dans les buses actuelles des systèmes à rampes communes, avec des niveaux de pression plus élevés et différentes géométries de la buse (géométrie du sac, diamètres plus petits, conicité, entrée arrondie).

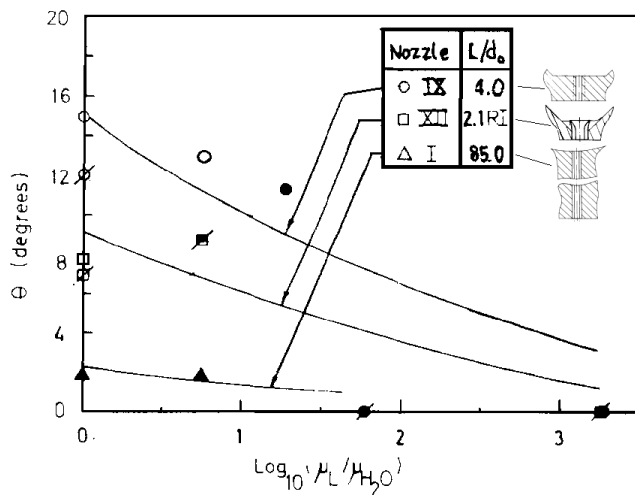


FIG. 1.19 : Influence de la viscosité et de la géométrie de la buse sur l'angle du jet [Reitz & Bracco, 1982]

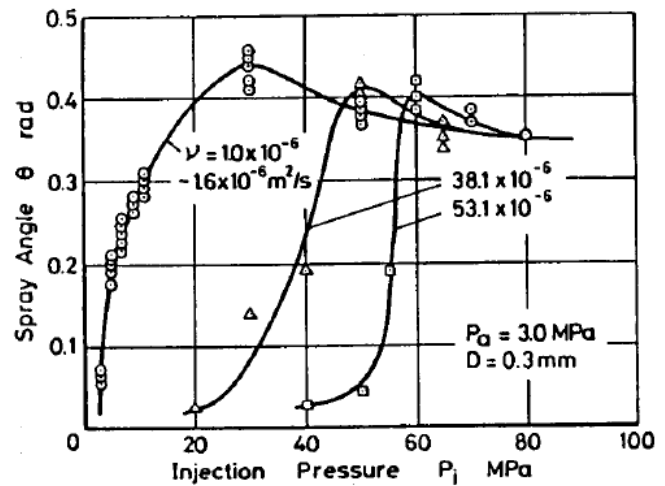


FIG. 1.20 : Effet de la viscosité et de la pression d'injection sur l'angle [Hiroyasu & Arai, 1990]

D'après la théorie des jets (Naber & Siebers, 1996), en raison de la conservation du moment cinétique, comme montré par les résultats de plusieurs auteurs [Grimaldi & Postrioti (2000), Postrioti *et al.* (2004), Desantes *et al.* (2009), Deshmukh *et al.* (2011)], la décroissance de l'angle du

spray avec une augmentation de la viscosité est corrélée à une augmentation de la longueur de pénétration (FIG. 1.21). Cependant, des tendances contraires ont été observées par Postrioti *et al.* (2004), Payri *et al.* (2008) et Allocca *et al.* (2009) (FIG. 1.22), tandis que Desantes *et al.* (1998) n'obtiennent pas de différence, en utilisant des carburants et des systèmes d'injection semblables. Néanmoins, l'évolution temporelle de l'angle du spray n'est pas systématiquement fournie et pour expliquer ces divergences, des hypothèses sont établies concernant l'intensité du phénomène de cavitation, de la longueur de *breakup*, de la diminution du coefficient de décharge, de la vitesse débitante ou de l'inertie des gouttelettes produites.

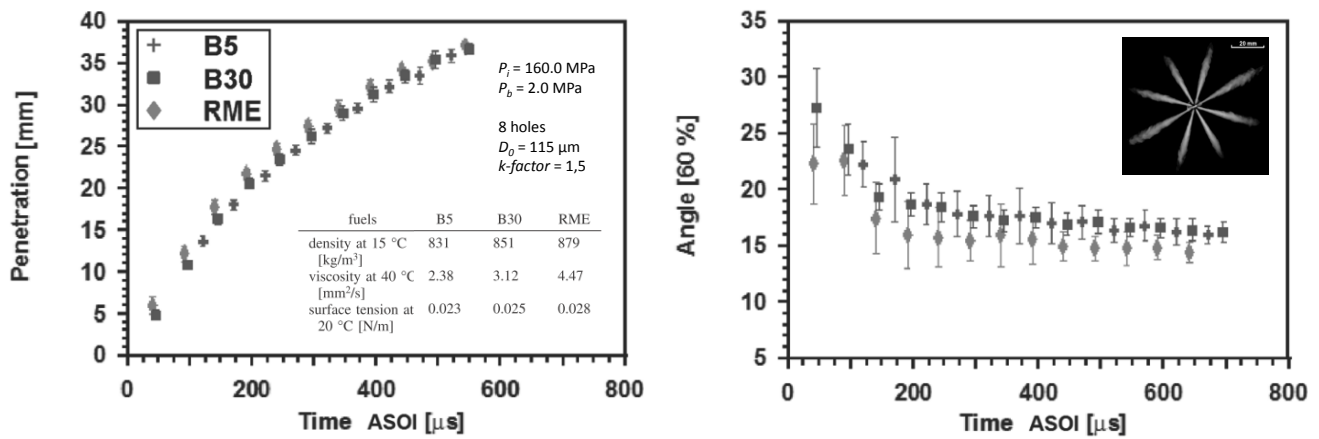


FIG. 1.21 : Augmentation de la pénétration et diminution de l'angle avec la concentration en Biodiesel [Desantes *et al.*, 2009]

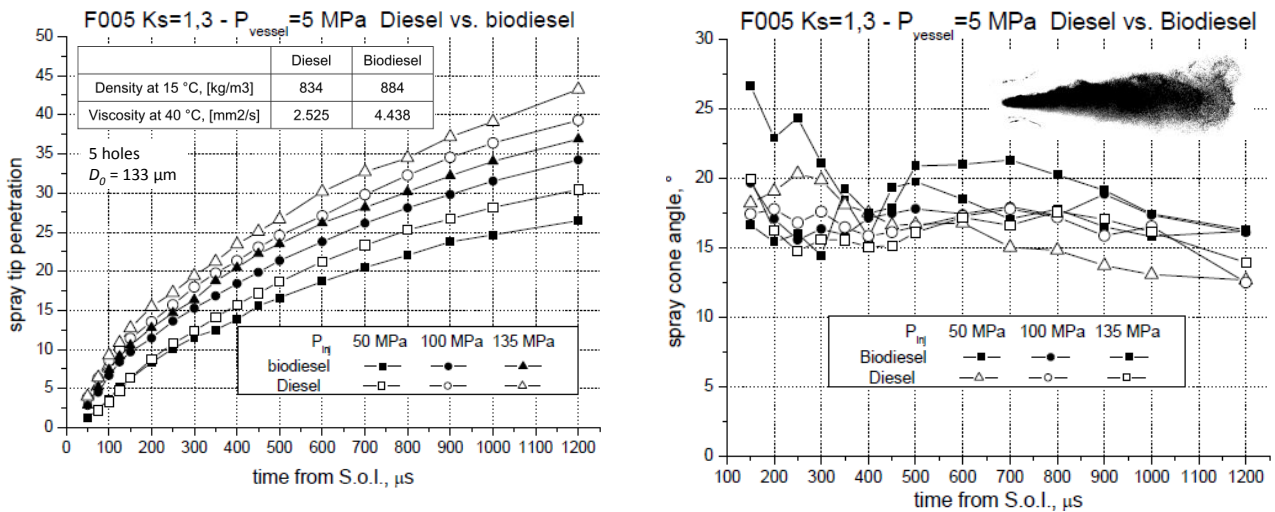


FIG. 1.22 : Diminution de la pénétration et augmentation de l'angle avec la concentration en Biodiesel [Postrioti *et al.*, 2004]

1.4 Evaporation du spray

Le jet injecté à l'état liquide dans un environnement à haute température et densité gazeuse, s'atomise progressivement pour former un spray constitué de gouttelettes, qui sont chauffées par le gaz ambiant puis s'évaporent. Les expériences ont montré [Dec, 1997] que durant la première partie de l'injection (période initiale) l'évolution de la phase liquide définit la pénétration globale du spray jusqu'à ce que celle-ci atteigne une longueur relativement constante (exceptée la fluctuation turbulente), appelée la « pénétration liquide » (FIG. 1.23). Dépendamment de la distance par rapport à la buse, cette phase liquide est entourée d'une quantité croissante de carburant à l'état vapeur qui continue de pénétrer (FIG. 1.23 et FIG. 1.24).

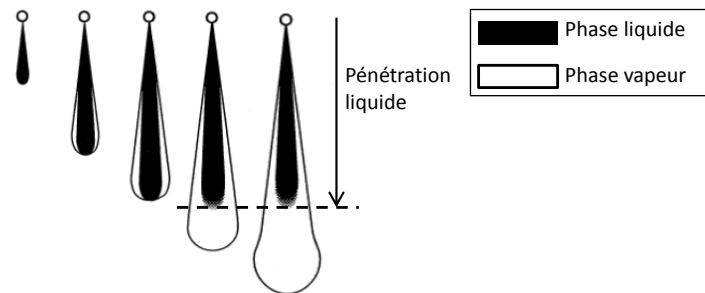


FIG. 1.23 : Évolution temporelle schématisée de la pénétration des phases liquide et vapeur du spray [Dec, 1997]

La caractérisation de la pénétration de la phase vapeur a montré qu'elle est analogue au développement du spray dans des conditions de non-vaporisation et de combustion pour des réglages identiques en terme de densité du gaz et de pression d'injection (FIG. 1.25) due au transfert de moment [Schmalzing *et al.*, 1999].

En revanche, la stabilisation de la pénétration liquide est le résultat d'une évaporation principalement pilotée par le mélange induite par l'entraînement d'air à haute température dans le spray et non pas en raison de la chaleur libérée par la combustion [Espey & Dec, 1995]. La longueur de la phase liquide se stabilise lorsque le taux d'évaporation dans le spray s'égale avec le taux d'introduction du carburant dans la chambre [Siebers, 1998].

Les recherches ont montré que la longueur de la pénétration liquide est très dépendante des caractéristiques de l'injecteur (diamètre de l'orifice), des conditions thermodynamiques pendant

l’injection (température et densité de l’air, température du carburant) et des propriétés de volatilité des carburants [Siebers, 1998].

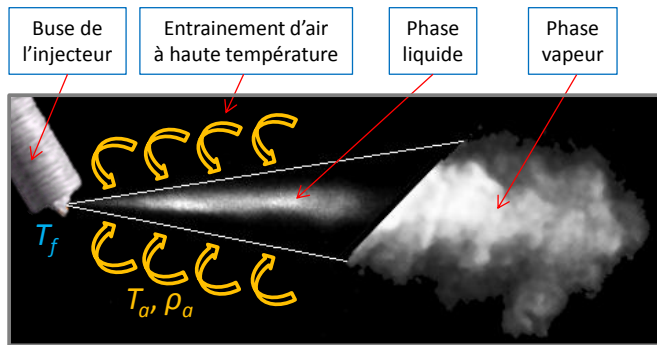


FIG. 1.24 : Illustration d’un spray dans des conditions d’évaporation

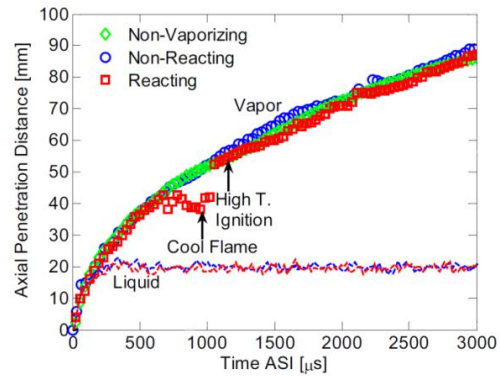


FIG. 1.25 : Évolution temporelle de la pénétration du spray dans des conditions de non-vaporisation, de vaporisation et en combustion [Pickett *et al.*, 2009]

L’évaporation dans le spray, contrôlée par l’entraînement d’air (procédé de mélange turbulent), implique que les phénomènes de transports locaux (interfaces gouttes – air ambiant) de masse, de moment et d’énergie pilotant l’atomisation et l’évaporation de gouttes isolées ne sont pas des paramètres critiques limitant l’évaporation du spray Diesel. En effet, ces phénomènes de transport sont vraisemblablement plus rapides par rapport au temps caractéristique de mélange turbulent. Ce dernier est limité par le taux d’entraînement de l’énergie dans le spray pour porter à température et vaporiser le carburant.

Toutefois, ces considérations ne remettent pas en cause l’importance de l’atomisation ainsi que l’évaporation individuelle de chaque goutte. Elles indiquent que ce ne sont pas des facteurs limitant l’évaporation du spray Diesel. Ils peuvent le devenir sous certaines conditions, comme par exemple pour des carburants « très peu » volatiles, « très » visqueux ou pour de « très faibles » pressions d’injection [Siebers, 1998].

De cette conception de l’évaporation de spray Diesel (valide sous certaines conditions), nous en déduisons que les propriétés de conductivité thermique et de diffusivité moléculaire en phase gazeuse [Ra & Reitz, 2009] ainsi que les propriétés influençant la granulométrie (viscosité et tension de surface) ne participent pas de façon significative à la limitation du phénomène d’évaporation. Toutefois, les limites de cette zone de validité sont encore mal définies.

Dans de nombreux cas, les pressions de fonctionnement approchent ou excèdent la pression critique thermodynamique du carburant et/ou de l'oxydant, ainsi les effets de compressibilité peuvent avoir un rôle important sur la structure, la dynamique et la rupture du jet liquide [Dahms *et al.* (2011), Oefelein *et al.* (2012)]. Dans des conditions subcritiques, la vision classique existe où une interface bien définie sépare le liquide injecté du gaz ambiant en raison de la présence des forces de tension de surface. Lorsque la pression de la chambre est supérieure à la pression critique du carburant, la situation peut être différente et les procédés d'atomisation du jet et d'atomisation secondaire sont remis en question. En effet, le fluide injecté subit un changement d'état transcritique lorsque la température de l'interface est supérieure à celle de la température critique du mélange local. La compressibilité et la capacité thermique augmentent, tandis que la chaleur latente de vaporisation et la tension de surface diminue ($= 0$ si la température du fluide est supérieure à la température critique). Le manque de force inter-moléculaires favorise les procédés de mélange par diffusion devant les mécanismes d'atomisation. La FIG. 1.26 illustre les deux différents concepts que le jet liquide subit en fonction de la pression.

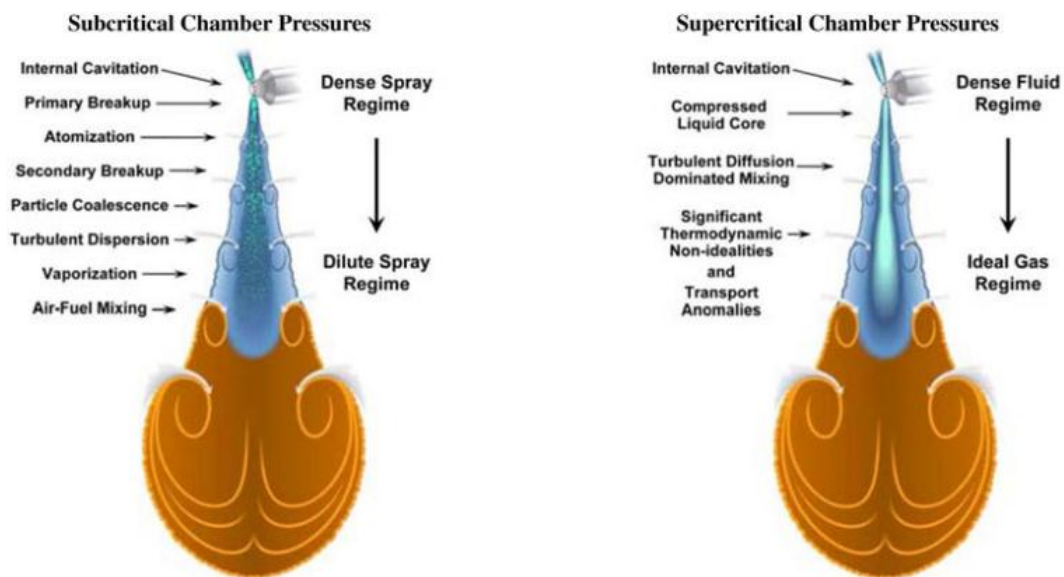


FIG. 1.26 : Illustration des deux différents concepts des procédés subits par le jet en fonction de la pression [Oefelein *et al.*, 2012]

Le modèle proposé par Dahms *et al.* (2011) et Oefelein *et al.* (2012) simule le cas d'une injection de *n*-Heptane à 154,33 MPa dans un environnement à 1000 K et 4,35 MPa. Les propriétés thermodynamiques à considérer du *n*-Heptane sont représentées sur la FIG. 1.27, dont le point critique est de 540 K et 2,74 MPa.

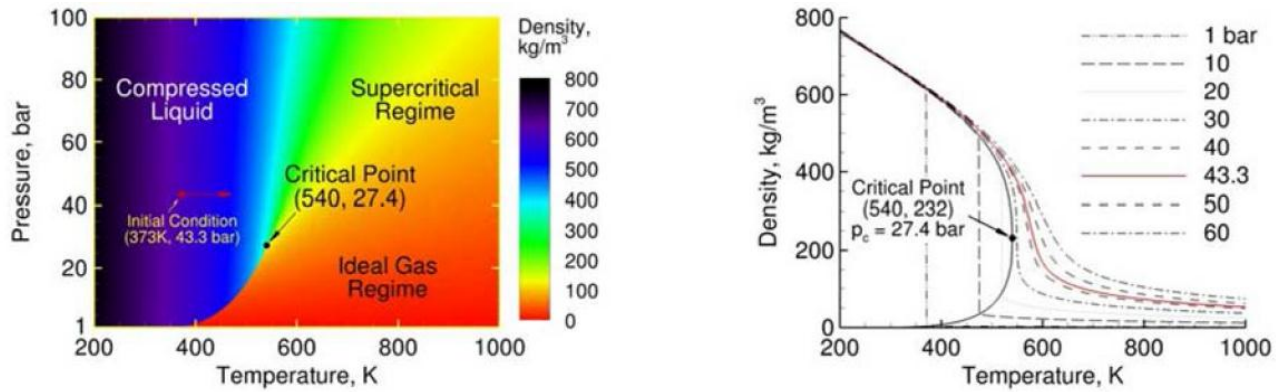


FIG. 1.27 : Propriétés thermodynamiques du *n*-Heptane [Oefelein *et al.*, 2012]

Les résultats (FIG. 1.28) montrent que le *n*-Heptane dans ces conditions est injecté comme un liquide comprimé et que le mélange n'est jamais saturé, mais plutôt dans des conditions transcritiques en pression et en température.

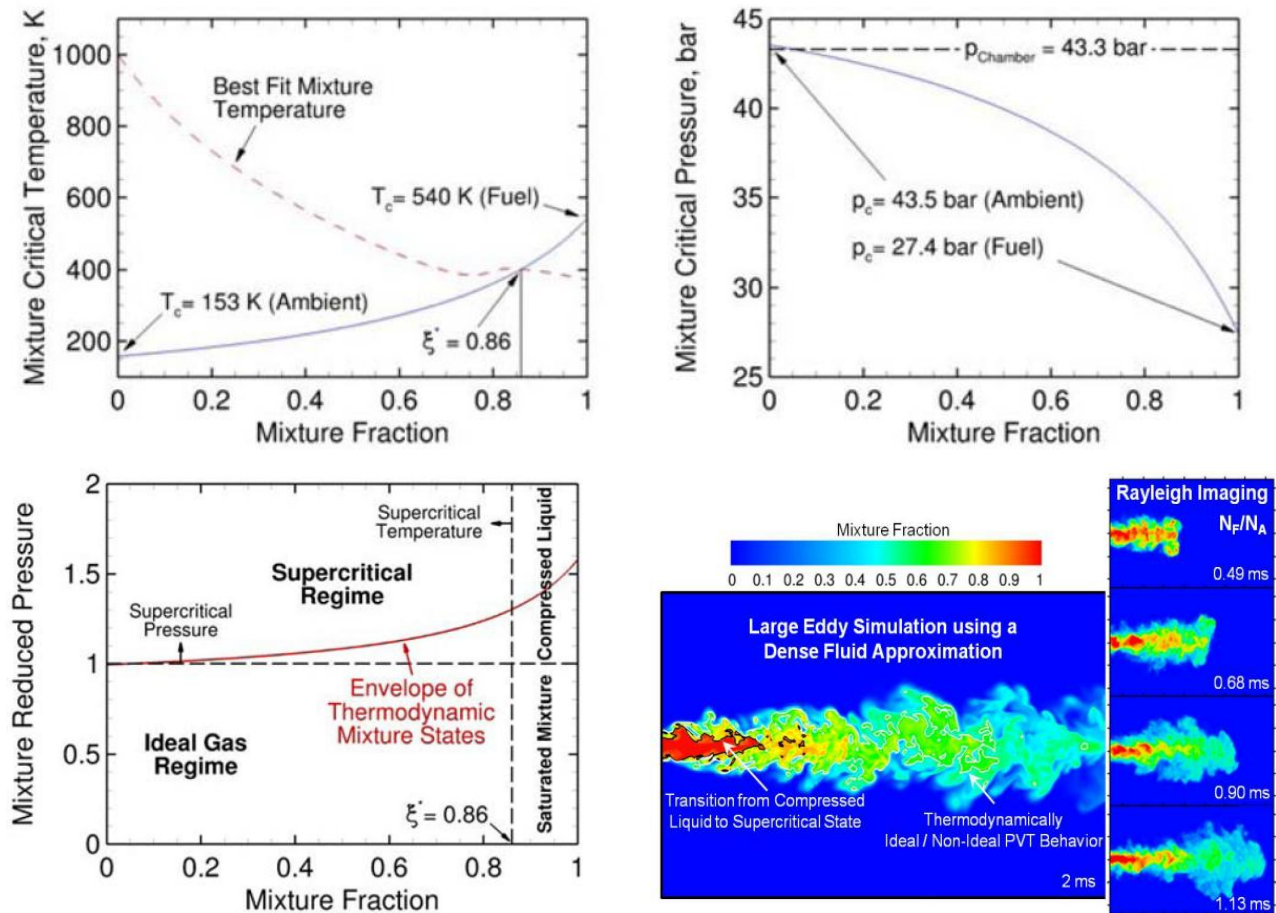


FIG. 1.28 : Résultats du modèle de Dahms *et al.* (2011) et d'Oefelein *et al.* (2012)

Parmi les études les plus abouties recensées dans la littérature, à propos de l’influence des propriétés des carburants sur la pénétration liquide, on peut citer les études de Canaan *et al.* (1998) et de Siebers (1998).

Siebers (1998) observe à l’aide de deux isomères, le HMN (heptaméthylnonane $C_{16}H_{34}$) et le cétane (*n*-hexadécane $C_{16}H_{34}$) respectivement caractérisés par des températures d’ébullition de 520 et 560 K, que le composé le moins volatile induit une pénétration liquide plus longue, sous des conditions de fonctionnement identiques. En accord avec la conception d’évaporation de spray limitée par le mélange, les carburants les moins volatiles nécessitent davantage d’énergie pour s’évaporer. Cela se traduit par une augmentation de la pénétration liquide.

Grâce à une large variation des conditions de fonctionnement (T_a , ρ_a), Siebers observe une réduction des écarts de pénétration liquide entre ces deux hydrocarbures à mesure que la température du milieu augmente.

Enfin, en les comparant avec un gazole standard, ce dernier se caractérise par une pénétration liquide plus longue que le cétane malgré une température moyenne d’évaporation ($T50$) plus faible (534 contre 560 K pour le cétane), mais une température pour 90 % du carburant distillé ($T90$) plus importante (576 contre 560 K) (Tableau 1.3). D’après ces observations, Siebers suggère que les fractions les plus lourdes, représentées par la $T90$, pilotent la pénétration liquide, que l’évaporation au sein du spray se produit par étapes, les fractions les plus légères s’évaporant en premier.

En revanche, une étude concurrente [Canaan *et al.*, 1998] montre une corrélation « légèrement » meilleure lorsque la pénétration liquide est tracée en fonction de la $T50$. Leurs observations sont basées sur des coupes pétrolières (FIG. 1.29).

Ce désaccord quant au choix d’une température de distillation ($T50$ ou $T90$) pour corréler la pénétration liquide révèle la complexité du procédé d’évaporation de spray Diesel. Cela indique que d’autres paramètres, comme la forme de la courbe de distillation, nécessitent d’être considérés pour caractériser de façon plus complète la volatilité d’un carburant multicomposants [Siebers (1998), Canaan *et al.* (1998)].

Tableau 1.3 : Pénétration liquide - Carburants et résultats de Siebers (1998) - $T = 992$ K, $\rho_a = 16,6$ kg/m³

	ρ_f [kg/m ³]	T_{50} [K]	T_{90} [K]	L [mm]
DF2	845	534	576	27,7
HMN	811	520		22,7
Cetane (NHD)	770	560		26,0

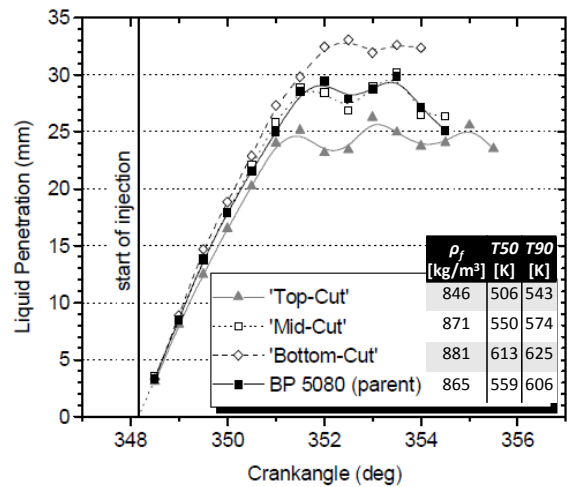


FIG. 1.29 : Pénétration liquide d'un carburant Diesel BP 5080 et de ses trois coupes pétrolières – $T_{gaz} = 992$ K, $\rho_a = 16,6$ kg/m³ [Canaan *et al.*, 1998]

Pour des carburants à base d'alcool (Méthanol : M100 et M85), Higgins *et al.* (1999) observent un comportement différent : leur longueur de pénétration est bien plus élevée que celle prévue en ne considérant que la température d'ébullition (FIG. 1.30). En effet, bien que celle-ci soit relativement faible (~ 330 K), ce type de carburant est caractérisé par une chaleur latente de vaporisation bien plus élevée (~ 6 fois) que les hydrocarbures de référence comme le NHD ou le HMN (~ 1200 kJ/kg contre ~ 200 kJ/kg).

Pour des carburants dont la composition chimique est différente, comme par exemple les carburants alternatifs oxygénés, il n'existe pas la même dépendance que pour les hydrocarbures « fossiles », entre la température d'ébullition et la chaleur latente.

Les essences HCG et le RFG ont également une pénétration liquide plus longue que prévue en raison d'une proportion en aromatiques importante. La chaleur latente de cette famille chimique est connue pour être plus élevée que les paraffines [Higgins *et al.*, 1999]. La raison pour laquelle le carburant FTD (Fischer-Tropsch Diesel) s'éloigne de la regression linéaire n'a pas été identifiée en raison de la méconnaissance quant à sa composition.

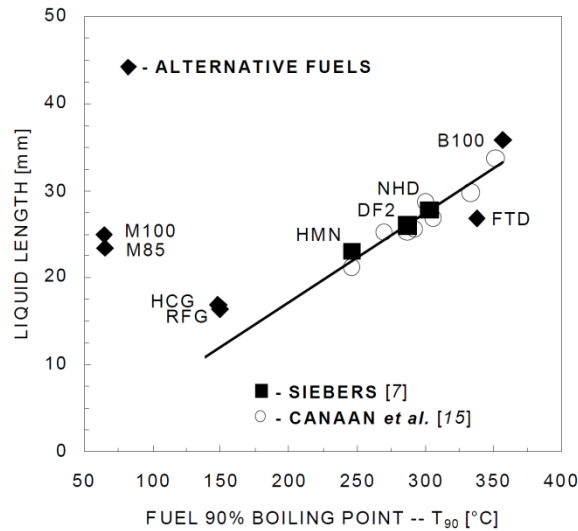


FIG. 1.30 : Pénétration liquide en fonction de la T₉₀ [Higgins *et al.*, 1999]

Kook & Pickett (2012) ainsi que Pastor *et al.* (2011) mettent en évidence l'augmentation de la pénétration liquide avec la masse volumique du carburant. Kook & Pickett supposent que si le principe d'évaporation limitée par le mélange s'applique aux carburants qu'ils ont testé (carburants Fischer-Tropsch FT et un gazole standard), selon l'EQ. 1.7, la longueur de pénétration liquide est proportionnelle à la racine carrée de la masse volumique. Ainsi, la quantité d'air entraînée par unité de masse de carburant diminue. En accord avec Siebers (1999), de très larges différences sur la masse volumique du carburant (supérieures à 20 % environ) affectent significativement la pénétration liquide. Toutefois, Pastor *et al.*, à partir d'une analyse statistique en considérant des mélanges de biodiesel - gazole et des carburants de synthèse (FT), obtiennent une dépendance beaucoup plus importante vis-à-vis de la masse volumique.

En revanche, le rôle de la viscosité par l'intermédiaire de son impact sur l'angle du spray et ainsi sur la pénétration liquide (par réduction de l'entraînement d'air (EQ. 1.7)) n'est pas clairement défini.

D'autres propriétés comme la pression de vapeur saturante, la capacité thermique, la masse molaire, la température et la pression critique interviennent et peuvent agir sur le processus d'évaporation [Lefebvre (1989), Siebers (1998), Siebers (1999)]. Siebers (1999) à partir du calcul de la température maximale atteinte par le liquide (au niveau du bout de la pénétration liquide), en supposant une évaporation en milieu saturé [Lefebvre, 1989], montre que la température critique n'est jamais atteinte même pour les conditions les plus « extrêmes » ($T_a = 1300$ K, $\rho_a = 60$ kg/m³), contrairement aux études de Dahms *et al.* (2011) et Oefelein *et al.* (2012) présenté précédemment.

La masse molaire intervient dans les relations thermodynamiques comme le calcul du nombre de transfert de masse (nombre de Spalding) utile en évaporation [Lefebvre, 1989] (*c.f.* EQ. 6.3). En général, la masse molaire augmente lorsque la masse volumique et la température d’ébullition augmentent [Guibet, 1997].

La pression de vapeur saturante pour des hydrocarbures classiques permet de caractériser la volatilité des carburants. En général, les composés ayant une température d’ébullition élevée ont une pression de vapeur faible [Riazi, 2007].

La capacité thermique représente la quantité d’énergie (en joule) qu’il faut pour élever une certaine quantité de liquide (en kg) d’un degré (en K ou °C). Ainsi, lorsque le carburant est injecté (à la température du carburant dans l’injecteur) celui-ci doit puiser de l’énergie au gaz entraîné pour atteindre la température à laquelle le changement de phase se produit, qu’il ne faut pas confondre avec la température d’ébullition. En effet, si le milieu est considéré comme saturé [Siebers, 1999], le seul moyen d’augmenter le taux d’évaporation est d’augmenter la température du liquide pour que la pression de vapeur du carburant soit supérieure à la pression partielle du milieu environnant la goutte. Siebers (1998) porte l’attention sur le fait qu’il n’existe pas de lien direct entre la capacité thermique du carburant et la pénétration liquide en prenant l’exemple du NHD et du HMN.

L’effet de ces propriétés n’est pas très détaillé dans la littérature, en partie parce que pour des carburants multicomposés ces propriétés et leur évolution en fonction de la température (et de la pression) sont difficiles à obtenir.

En ce qui concerne la pénétration de la phase vapeur, Pickett & Kook (2012) n’observent pas de dépendance particulière vis-à-vis des propriétés des carburants (masse volumique et volatilité) tandis que Senda *et al.* (2004) remarquent une légère augmentation de la pénétration du spray lorsque la volatilité des carburants diminue (*c.f.* FIG. 6.15 et FIG. 6.16).

1.5 Combustion et formation des polluants

Dec (1997) propose une vision conceptuelle de la combustion Diesel (FIG. 1.23, FIG. 1.31, FIG. 1.33) qui permet une représentation idéalisée à travers une coupe par l'axe du spray détaillant les procédés d'entraînement d'air, de mélange, d'évaporation, de combustion, de formation et d'oxydation des suies ainsi que des zones de production des oxydes d'azotes (NO_x).

Après le début de l'injection, typiquement, la première partie du taux de dégagement de chaleur (FIG. 1.32) est négative en raison de la vaporisation du carburant qui puise de l'énergie au milieu ambiant (baisse de la température).

L'auto-inflammation (FIG. 1.31 (a)) est un processus progressif qui apparaît dans la phase vapeur du spray, tout d'abord de manière localisée, en amont de la zone de mélange, de préférence dans les poches légèrement riches [Bruneaux, 2008]. Elle se propage ensuite très rapidement par de multiples sites d'auto-inflammation dans toute la plume en phase vapeur du spray [Crua, 2002] avec la formation de formaldéhyde (CH_2O). Quelques instants plus tard (FIG. 1.32 (b)), les premières suies (de petite taille) apparaissent, de façon aléatoire au centre de la zone de combustion (mélange riche) avant de s'étendre dans toute la « tête » du spray. Cette combustion de prémélange, volumique, de ce mélange air – carburant formé durant le délai d'auto-inflammation, entraîne une augmentation très rapide du taux de dégagement de chaleur (FIG. 1.32).

Alors que la combustion de prémélange se poursuit, une flamme de diffusion se forme (FIG. 1.32 (c)) enveloppant complètement la seconde portion du spray. Celle-ci est entretenue par les produits de la combustion de prémélange, riche en hydrocarbures imbrûlés et le comburant environnant. La distance entre la sortie de l'orifice et la région d'accroche de la flamme de diffusion est appelée la longueur de « *lift-off* » (FIG. 1.33).

Le jet perpétue son expansion (FIG. 1.31 (d) et (e)) tandis que la concentration en suie continue d'augmenter. Leur apparition se stabilise à une certaine distance de l'injecteur. Leur concentration ainsi que leur taille croissent fortement jusqu'au bout du spray mais il est possible d'observer une décroissance de leur concentration due à leur oxydation. Le taux de dégagement de chaleur atteint un maximum local et décroît lorsque la combustion de prémélange s'estompe : la combustion commence par être contrôlée par le mélange uniquement (FIG. 1.31 (e)). Le taux de dégagement de chaleur augmente de nouveau plus lentement pour atteindre un second maximum local avant la fin de l'injection (fermeture de l'injecteur).

La combustion Diesel pendant la phase de diffusion contrôlée (par le mélange) est une flamme turbulente décrochée (*lifted*) [Siebers & Higgins, 2001]. En aval de la longueur de *lift-off*, de l’oxygène est transporté et se mélange avec le carburant vaporisé. En conséquence, une flamme de prémélange s’établit en aval de la zone de mélange (mélange riche) (FIG. 1.33). La réaction résulte par une augmentation de la température (1300 à 1600 K) de ce mélange riche qui s’oxyde, et les conditions deviennent favorables pour la production de suie. Sous certaines conditions une flamme froide peut apparaître en amont de la flamme de prémélange [Pickett *et al.*, 2005]. La flamme de diffusion en périphérie du spray, proche de la stœchiométrie [Pickett & Siebers, 2006] est ainsi alimentée par les produits de cette flamme de prémélange et le comburant environnant.

Ce schéma indique également les zones de formation et d’oxydation des suies et de NO_x . La formation initiale de suie se localise en aval de la combustion de prémélange riche (zone en gris) produisant des hydrocarbures imbrûlés de la forme C_2H_2 (acétylène), C_2H_4 , C_3H_3 conduisant à la formation de HAP (Hydrocarbures Aromatiques Polycycliques) comme le benzène (C_6H_6) [Flynn *et al.*, 1999]. Ensuite, les particules poursuivent leur croissance et s’agglomèrent (zone en bleue) le long du spray, jusqu’à atteindre une très forte concentration dans la « tête » du spray (zone en jaune) en raison de l’augmentation de la température (mélange avec les produits de combustion de la flamme de diffusion). La flamme de diffusion turbulente se situe sur l’enveloppe du spray (trait orange), et est supposée être la première source d’oxydation des suies (trait discontinu blanc) et une zone de formation des NO thermiques (températures élevées : ~ 2700 K, présence d’oxygène).

La formation de suie et de NO_x dépend du couple richesse – température suivi pendant le mélange air – carburant ainsi que du temps de résidence des espèces le long de leur parcours. Pour la combustion Diesel, les zones de formation des NO_x (hautes températures / richesse proche de la stœchiométrie) et des suies (températures intermédiaires / mélange riche) ont été synthétisées sur la FIG. 1.34, pour un temps de réaction de 2 ms, une échelle de temps représentative de la combustion Diesel. Le parcours typiquement emprunté, après l’auto-inflammation d’un spray Diesel est indiqué, du mélange riche aux régions proches de la stœchiométrie (richesse = 1) dans la flamme de diffusion. Le spray Diesel traverse les zones de formation de suie et de NO_x .

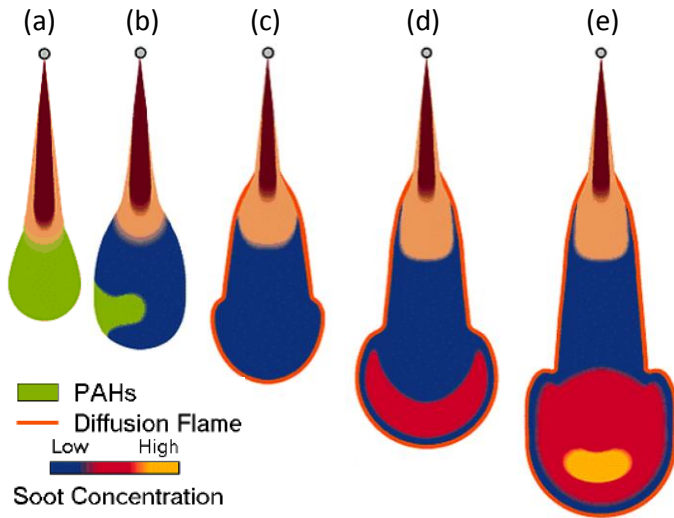


FIG. 1.31 : Évolution temporelle schématisée de l'auto-inflammation au début de la combustion contrôlée par le mélange [Dec, 1997]

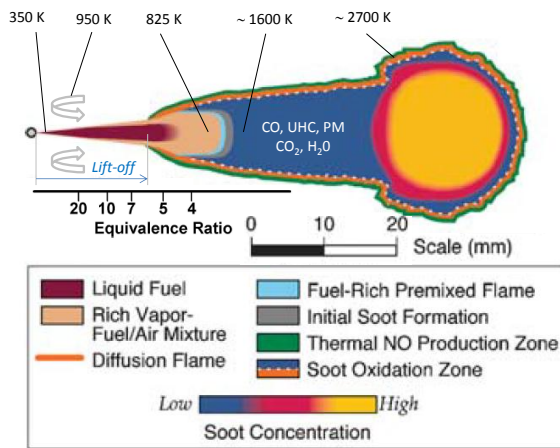


FIG. 1.33 : Schéma du modèle conceptuel de la combustion Diesel contrôlée par le mélange avant la fin de l'injection [Dec, 1997] étendu par Flynn *et al.* (1999)

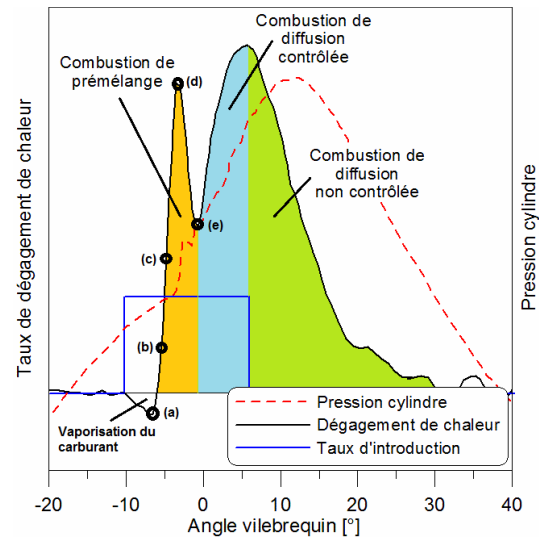


FIG. 1.32 : Taux de dégagement de chaleur et pression cylindre caractéristiques d'une combustion Diesel

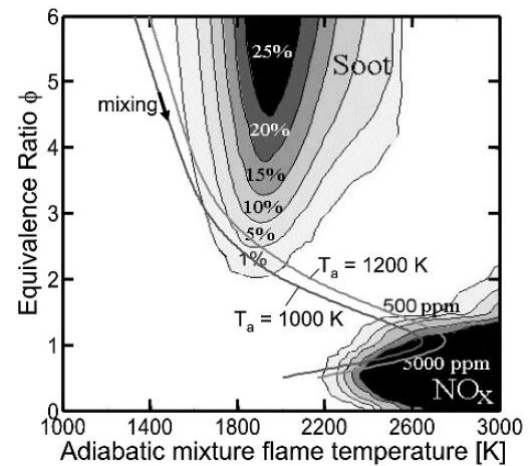


FIG. 1.34 : Diagramme température / richesse du *n*-Heptane pour un temps de réaction de 2 ms [Kitamura *et al.*, 2002]

Pickett & Siebers (2006) proposent un schéma simplifié de la formation des suies après la distance de *lift-off* incluant les effets du type de carburant (FIG. 1.35). La représentation est axisymétrique pour un spray établi pendant la combustion limitée par le mélange avant la fin de l'injection dans un environnement « au repos » (pas d'aérodynamique interne).

Les trois premières images de la FIG. 1.35 représentent la formation des suies pour trois carburants différents ayant hypothétiquement le même délai d'auto-inflammation ($\sim$ même longueur de *lift-off* et même niveau de mélange à la distance de *lift-off*) et des températures de flammes supposées

similaires afin de mettre en évidence les différents mécanismes de formation des suies de façon indépendante.

Comme on peut le voir sur ces schémas, la formation de suies en aval de la longueur de *lift-off* est très affectée par le type de carburant utilisé. Cela est principalement attribué aux différentes structures chimiques initiales des carburants [Musculus *et al.* (2002), Pickett & Siebers (2003)] engendrant de larges différences pendant la formation des précurseurs de suie.

Les carburants contenant des aromatiques et des oléfines (comme le gazole) sont prédisposés à la formation de suie et ainsi apparaissent relativement tôt en aval de la flamme de prémélange. A partir de mesures des émissions de suie à l’échappement, Shimazaki *et al.* (2002) montrent que plus le nombre de liaisons carbone – carbone augmentent dans la structure des aromatiques (mono-, di-, tri-), plus les émissions sont importantes.

Pour les carburants de type paraffinique ne contenant pas à la base de double liaisons carbone – carbone ou de chaînes cycliques aromatiques, les précurseurs de suie doivent donc être formés. Cela se répercute par une apparition de suie davantage en aval de la flamme de prémélange. D’après Shimazaki *et al.* (2002), il semblerait qu’il n’y ait pas de modification significative entre les chaînes linéaires (*iso-*) et ramifiées (*n-*) sur la formation des suies.

En général, les carburants avec des liaisons simples carbone – carbone (paraffines ou alcanes) produisent moins de particules de suie que les liaisons double (oléfines ou alcènes) ou triple (alcynes) [Glassman, 1988]. Cependant, un changement de la structure chimique du carburant peut simultanément causer une modification de la « physique » de la combustion en affectant le mélange air – carburant et/ou la température de la flamme et ainsi la formation des suies.

Enfin, l’augmentation de la concentration en oxygène dans la molécule du carburant retarde davantage la formation des particules de suies [Natarajan *et al.* (2001), Mueller & Martin (2002), Delfort *et al.* (2002)]. L’apport d’oxygène permet de réduire la formation des précurseurs de suie (C_2H_2 , C_2H_4 , C_3H_3) en favorisant la production de monoxyde de carbone CO (les carburants oxygénés possèdent une liaison carbone – oxygène difficile à briser) [Flynn *et al.*, 1999] qui peut être ensuite oxydé en fin de combustion en raison du niveau de richesse globalement pauvre dans la chambre de combustion. La suppression des émissions de suie peut être atteinte si la proportion massique d’oxygène dans la molécule de carburant est supérieure à environ 25 à 30 % [Miyamoto *et al.* (1998), Musculus *et al.* (2002), Ito *et al.* (2003), Mueller *et al.* (2003)].

Finalement, l'augmentation de l'entraînement d'air en amont de la distance de *lift-off* (dernière image de la FIG. 1.35) permet de déplacer les zones de production de suies et de les réduire.

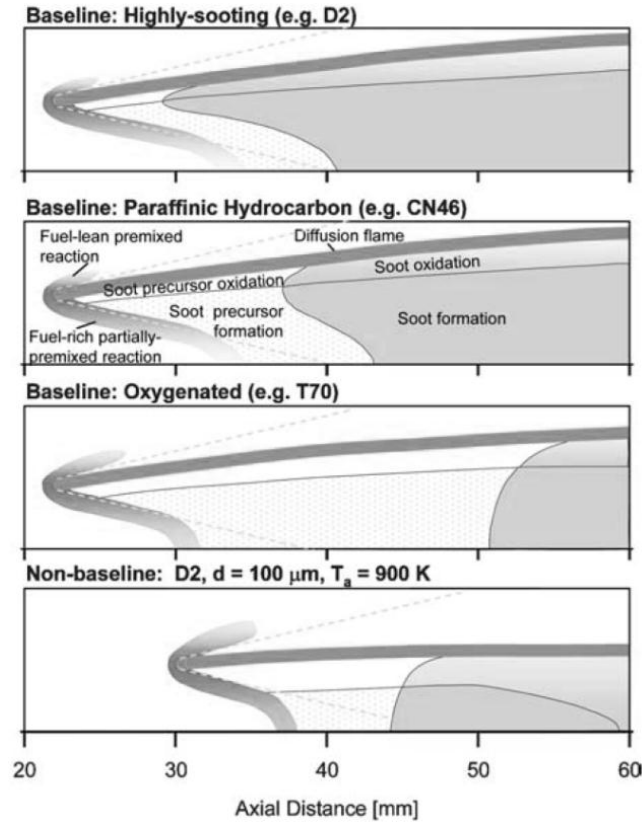


FIG. 1.35 : Schéma simplifié de sprays axisymétrique en régime quasi-stationnaire pendant la combustion limitée par le mélange (avant la fin de l'injection) dans un environnement au repos (sans aérodynamique, *swirl*) [Pickett & Siebers, 2006]

Un autre facteur affectant la formation des suies est le délai d'auto-inflammation des carburants en supposant toutes les autres propriétés identiques [Pickett & Siebers (2003), Kook & Pickett (2009)]. Lorsque la capacité du carburant à s'auto-enflammer varie, le délai d'auto-inflammation initial et la première phase de la combustion (de prémélange en masse) se déroulent dans des conditions de mélange, de température et/ou de pression différentes. Pour une quantité de carburant injectée donnée, le rapport combustion de prémélange – combustion de diffusion varie (dégagement de chaleur différent) et ainsi la formation des polluants.

En combustion de diffusion en régime établi, une variation du délai d'auto-inflammation du carburant peut affecter la distance d'accroche de la flamme [Pickett *et al.* (2005), Pickett & Siebers (2006), Kook & Pickett (2009)] (FIG. 1.36) et ainsi déplacer la zone de réaction vers des zones du

spray plus ou moins riches (FIG. 1.35 entre le schéma du haut et du bas) ; le schéma du bas serait pour un carburant ayant un délai d'auto-inflammation plus long.

En général, les carburants possédant un fort indice de cétane ont un délai d'auto-inflammation plus court. En pratique, bien que l'indice de cétane soit représentatif du délai d'auto-allumage du carburant dans des conditions bien spécifiques (conditions de mesure l'indice de cétane), comme observé par Pickett & Siebers (2007), chaque carburant démontre une évolution quelque peu différente en fonction de la température et de la densité du milieu ambiant (*c.f.* FIG. 7.3 (a)). De plus, le lien entre le délai d'auto-inflammation et la longueur de *lift-off* n'est pas toujours rigoureusement respectée.

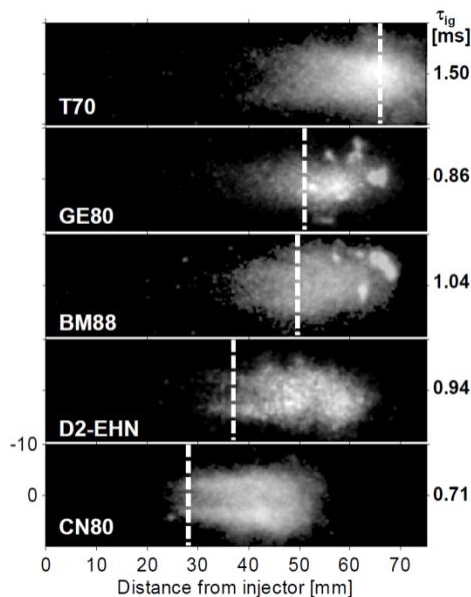


FIG. 1.36 : Chimiluminescence de la flamme froide juste avant le délai d'auto-inflammation. La longueur de *lift-off* est indiquée par des traits discontinus et le délai d'auto-inflammation sur la colonne de droite
[Pickett *et al.*, 2005]

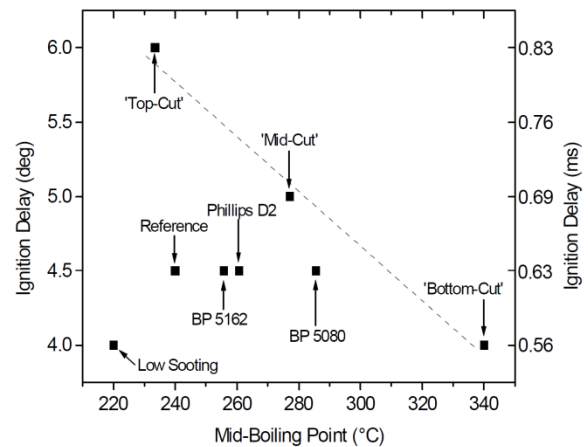


FIG. 1.37 : Délai d'auto-inflammation en fonction de la T_{50} [Canaan *et al.*, 1998]

Canaan *et al.* (1998) montrent que le délai d'auto-inflammation dans des conditions représentatives de fonctionnement d'un moteur Diesel n'est pas influencé par la physique du mélange (vaporisation du carburant). Ils constatent une tendance inverse (FIG. 1.37), c'est-à-dire que le délai augmente pour les carburants les plus volatiles. Ils informent également que l'indice de cétane n'est pas un indicateur précis de l'auto-inflammabilité du carburant.

Les émissions de NO_x sont également dépendantes de nombreux facteurs, eux-mêmes influencés par les différentes propriétés des carburants. Parmi ces facteurs on peut citer [Mueller *et al.*, 2009] :

- l'indice de cétane : la combustion de prémélange en masse (combustion initiale) et la flamme de prémélange pendant la combustion limitée par le mélange se déroulent dans des conditions de richesse différentes;
- les températures moyennes et locales dans le cylindre;
- les pertes par transferts radiatifs qui sont fonction du rayonnement des particules de suie produites;
- le temps de résidence dépendant du phasage de la combustion;
- la richesse à la longueur de *lift-off*.

La volatilité des carburants affecte la vaporisation et la combustion. Un carburant très volatile se vaporise rapidement, la pénétration liquide du spray est ainsi plus courte qu'un carburant moins volatile. En conséquence, les problématiques de mouillage des parois et de dilution dans l'huile peuvent être évitées [Maly *et al.*, 2007]. L'augmentation de la volatilité des carburants permet selon certains auteurs [Shimazaki *et al.* (2002), Kono *et al.* (2002), Nishiumi *et al.* (2004), Kitano *et al.* (2005), Kumar *et al.* (2009)] de réduire les émissions de suie, alors que pour d'autres l'influence est moins marquée [Azimov & Kim, 2008]. Cela s'accompagne généralement par une augmentation des émissions d'oxydes d'azote NO_x [Miwa *et al.*, 2001], compromis typique avec l'augmentation de la durée de la combustion de prémélange [Han *et al.*, 1996]. Cette augmentation des émissions de NO_x s'explique par une vaporisation plus rapide du carburant (à iso délai d'auto-inflammation), conduisant à une proportion plus importante de la fraction de mélange avant le début de la combustion et ainsi un dégagement de chaleur plus intense lors de la combustion de prémélange. Néanmoins, Kook & Pickett (2009) montrent, à partir de différents diagnostics (ombroscopie, diffusion de Mie, relevé de pression) que la volatilité n'a pas d'effet sur la combustion du spray, c'est-à-dire son expansion axiale et radiale, et sur l'intensité de la combustion de prémélange si le délai d'auto-inflammation est le même.

Lorsque la combustion de diffusion contrôlée par le mélange est établie, l'entraînement d'air n'est pas modifié lorsque la volatilité des carburants varie. D'après Dec (1997), Siebers & Higgins (2001) et Siebers *et al.* (2002), il pourrait y avoir une interaction entre la position relative de la pénétration

liquide (différente selon la volatilité des carburants) et la distance de *lift-off* (FIG. 1.38), mais très peu de données sont fournies à ce sujet.

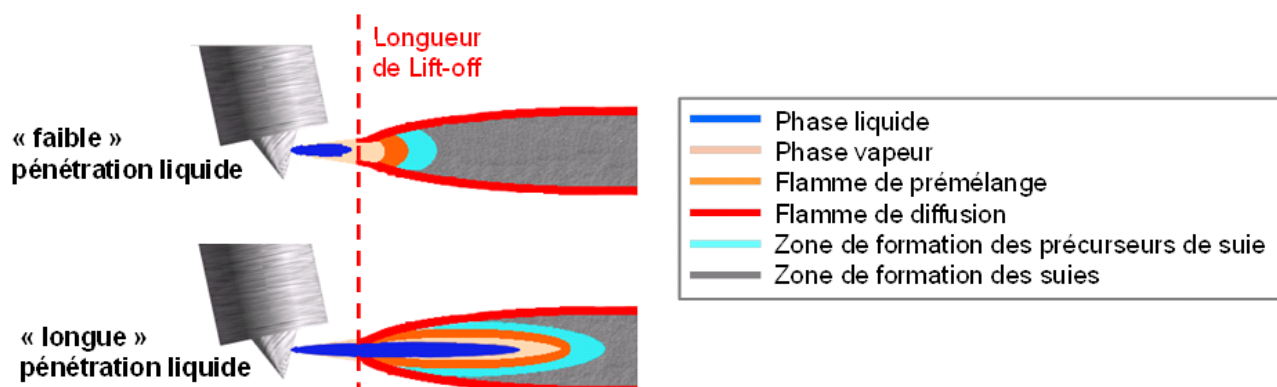


FIG. 1.38 : Schéma hypothétique illustrant l'interaction entre la pénétration liquide et la flamme de diffusion à iso-distance de *lift-off*

1.6 Conclusion

Les différentes étapes traversées par le carburant et les principaux phénomènes physiques intervenant ont été décrits. L'analyse a été orientée vers l'état actuel des connaissances à propos de l'influence des propriétés physico-chimiques des carburants (principalement des hydrocarbures). Les effets des propriétés physico-chimiques des carburants sont synthétisés dans le Tableau 1.4.

Tableau 1.4 : Synthèse des effets des propriétés des carburants

ETAPES	PRINCIPALES PROPRIETES PHYSICO-CHIMIQUES INTERVENANTES
<u>Caractéristiques de l'écoulement :</u>	
• Cavitation	✓ La viscosité semble influencer sur l'initiation de la cavitation. Peu d'effet des autres propriétés mais très peu de données ($\rho_f ?$, $P_v ?$, $\sigma ?$).
• Débit masse	✓ Masse volumique généralement considérée comme la propriété ayant le plus d'impact sur l'écoulement $\Rightarrow$ En théorie (Bernoulli) : $\dot{m} \propto \sqrt{\rho_f}$. ✓ Une très forte augmentation de la viscosité conduit à une diminution du débit (frottements). L'effet semble être plus important pour des orifices coniques (non cavitants) et à faibles ΔP .
<u>Caractéristiques du spray</u>	
« à froid » :	✓ La masse volumique ne semble pas avoir d'effet significatif malgré son impact sur le débit. Elle apparaît dans de nombreuses corrélations (angle, pénétration, <i>SMD</i>), mais son « véritable » effet ne semble pas avoir été validé, car il est souvent masqué par l'influence d'autres propriétés (v , σ).
• Angle du spray	✓ En général, l'angle décroît quand la viscosité augmente (Dépend de la géométrie de la buse).
• Longueur de pénétration	✓ L'augmentation de la viscosité conduit à des effets contraires : légère augmentation ou l'inverse.
• Granulométrie	✓ Le <i>SMD</i> augmente avec la tension de surface pour des $\Delta P < 60$ MPa. ✓ Augmentation du <i>SMD</i> avec la viscosité . Impacte aussi la pression limite pour produire un spray « finement » atomisé.
<u>Caractéristiques du spray</u>	
« à chaud » :	✓ Pour les hydrocarbures, la pénétration liquide augmente linéairement en fonction de la T50 ou de la T90 .
• Pénétration liquide	✓ Pour les carburants à base d'alcool et à haute teneur en aromatiques, augmentation de la pénétration en raison d'une chaleur latente de vaporisation plus élevée. ✓ Augmentation de la pénétration avec la masse volumique du carburant (Importance plus ou moins forte selon les études) ✓ La capacité thermique ne semble pas affecter significativement la vaporisation du spray, de même des propriétés influençant l'atomisation. Toutefois, ces limites sont encore mal définies. ✓ L'impact de la viscosité , de la caractéristique de distillation complète , de la pression vapeur saturante , de la masse molaire , des propriétés critiques , de la tenue thermique (polymérisation) sont encore mal connues.
• Pénétration vapeur	✓ Très peu d'impact des propriétés des carburants (c.f. pénétration « à froid »).
<u>Caractéristiques de la combustion :</u>	
• Formation des suies	✓ Importance de la structure chimique : teneur en aromatiques (mono-, di-, tri-), en oléfines , en paraffines , en oxygénés .
• Dégagement de chaleur	✓ Importance de l' indice de cétane malgré son manque de représentativité : influence sur le rapport combustion de prémélange en masse / combustion contrôlée par le mélange ; influence sur le <i>lift-off</i> . ✓ L'impact de la volatilité et de toutes les propriétés présentées précédemment (masse volumique, viscosité, etc) est encore mal défini, mais semble ne pas avoir d'effet significatif.

CHAPITRE 2

Moyens expérimentaux et d’analyse

Afin de caractériser l’impact des caractéristiques physico-chimiques des carburants sur la combustion Diesel, huit techniques de mesure ont été mises en place, allant de la mesure de débit au suivi de la combustion. Ces techniques utilisées et les traitements adaptés sont présentés dans ce chapitre ainsi que la matrice carburants et ses différentes propriétés.

2.1 Injecteurs employés

Deux injecteurs piézo-électriques de type Bosch® CRI 3.1 pouvant supporter des pressions d'injection jusque 2000 bar ont été utilisés au cours des expériences. Le premier, équipé d'une buse comportant trois orifices de décharge n'a été utilisé que pour la caractérisation du spray, le second avec une buse à sept trous, pour les expériences en combustion. Le principe de fonctionnement de ce type de technologie est détaillé en ANNEXE I. Ils sont tous deux équipés de buses avec micro-sac et d'orifices coniques convergents avec des entrées arrondies hydro-érodées (FIG. 2.1). Le choix d'orifices coniques et hydro-érodés se justifie par leur capacité à modérer le phénomène de cavitation, paramètre qui pourrait masquer les effets des propriétés des carburants en réduisant l'interaction fluide / parois [Soteriou *et al.* (2006), Giannadakis *et al.* (2009)]. Enfin, ce type d'injecteur est désormais utilisé dans les moteurs Diesel, du fait d'une plus faible déviation (durée de vie, performances hydrauliques) dans le temps liée à une érosion moindre des orifices.

Les caractéristiques des buses sont résumées dans le Tableau 2.1. Les valeurs de la géométrie des orifices dans ce tableau sont celles utilisées pour le traitement des données, notamment pour le calcul du coefficient de décharge. Les valeurs du coefficient de décharge, de la partie « résultats » sont données à titre indicatif, car nous n'avons pas accès à la valeur exacte du diamètre de sortie. Toutefois, les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que les valeurs fournies par Payri *et al.* (2009) avec une géométrie d'orifice similaire.

L'injecteur est piloté par un boîtier EFS® (modèle 8370) dont les paramètres de réglage sont donnés en ANNEXE II.

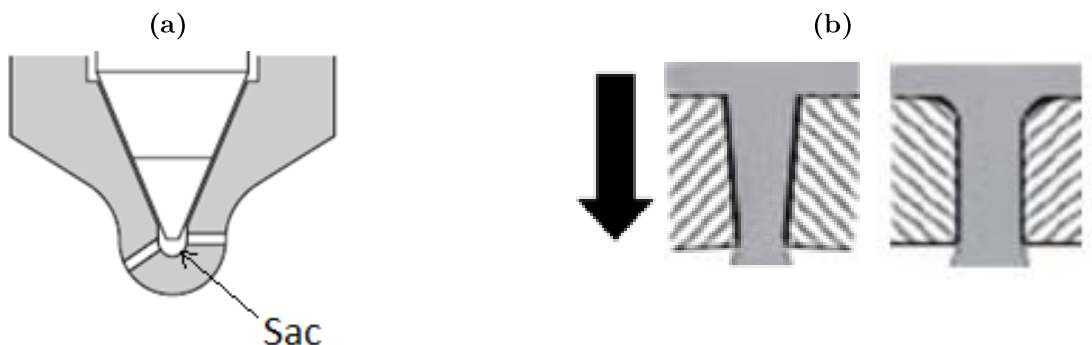


FIG. 2.1 : Représentation d'un injecteur à sac (a) et schéma de la géométrie de l'orifice conique convergent hydro-érodé (b)

Tableau 2.1 : Caractéristiques géométriques des buses trois trous et sept trous

	Buse 3 trous	Buse 7 trous
Diamètre d'entrée	120,4 μm	157 μm
Diamètre de sortie	Valeur utilisée : 100 μm	143 μm
Longueur de l'orifice L	Avec diamètre de sortie utilisé : 680 μm	933,3 μm
L/D	Avec diamètre de sortie utilisé : 6,80	6,53
Conicité AR		
$AR = \frac{d_i^2 - d_0^2}{d_i^2} \times 100$	Avec diamètre de sortie utilisé : 17 %	17 %
k-factor		
$k - factor = 100 \times \frac{d_i - d_0}{L}$	Donné par Bosch : 3	1,5
Angle axes orifices / axe injecteur	78°	78°
Angle entre axes orifices	120° (3 orifices)	51,43° (7 orifices)

2.2 Mesure du taux d'introduction

La mesure du taux d'introduction fait référence à la mesure du débit de carburant aux bornes de l'injecteur à haute résolution temporelle. Elle permet la détermination du débit instantané, de la masse totale de carburant injectée par coup après intégration du signal temporel, des délais d'ouverture et de fermeture, de calculer le coefficient de décharge et d'obtenir des informations sur la cavitation. Selon les techniques, il est possible d'obtenir le moment cinétique du spray et ainsi de découpler le coefficient de décharge, C_d en coefficient de surface, C_a et en coefficient de vitesse, C_v : $C_d = C_a \cdot C_v$.

2.2.1 Méthode utilisée : mesure d'une pression dynamique

La FIG. 2.2 présente le synoptique de l'installation pour la mesure du taux d'introduction, effectuée à l'aide de l'« *Injection Analyzer* » (version K-025-50, IAV GmbH®). Le débit est mesuré avec une résolution temporelle de 10 μs , avec une précision de la mesure de +/- 0,2 mg/coup, soit environ

+/- 1 % (si 20 mg/coup). Afin de régler la contre-pression (la pression du carburant en sortie d'injecteur) de 0,5 à 18 MPa, une bouteille d'azote est reliée permettant de comprimer par l'intermédiaire d'un piston le carburant dans l'appareil. La pression génératrice (c'est-à-dire la pression d'injection) est créée à l'aide d'un amplificateur de pression Maximator® (modèle M 189 D) permettant d'atteindre des pressions d'injection jusqu'à 200 MPa. Sur le tube reliant la rampe à l'injecteur est placé un capteur de pression piézo-électrique Kistler® (type 4067A3000A0) afin de mesurer les fluctuations de pression au plus proche de l'entrée de l'injecteur. Seule la buse avec trois orifices a été utilisée lors de ces expériences.

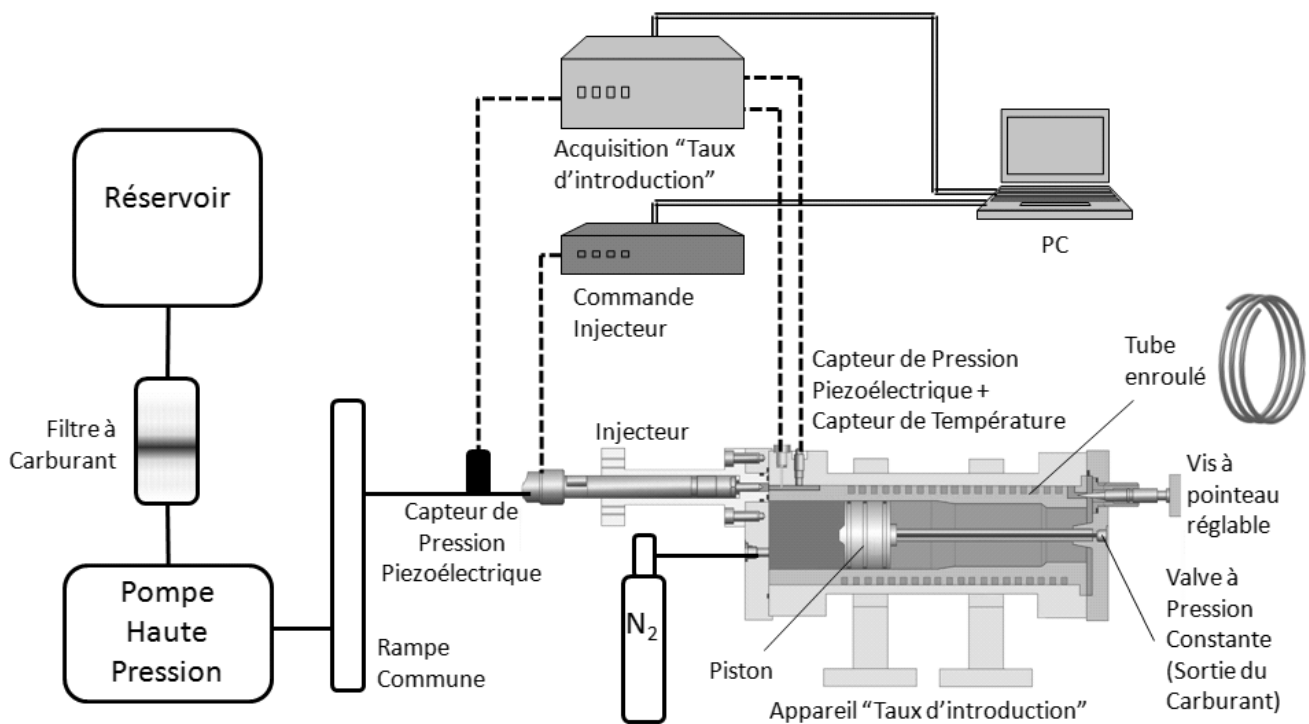


FIG. 2.2 : Synoptique du montage expérimental pour la mesure du taux d'introduction

Principe de la mesure du taux d'introduction

La mesure du taux d'introduction repose sur la méthode Bosch [Bosch, 1966] dont le principe de fonctionnement est le suivant : un injecteur débite dans un tuyau rempli de carburant créant une onde acoustique se propageant dans le tube. Cette pression dynamique mesurée à l'aide d'un capteur de pression piézo-électrique est directement proportionnelle au débit de carburant comme le montre l'EQ. 2.1 (dont le développement est fourni en ANNEXE III), où ρ_f est le débit masse de carburant, S_{tube} la section géométrique interne du tube, a la célérité du son dans le fluide et $p(t)$ la pression dynamique. Le rôle du tube en forme de serpentín est d'allonger le temps de parcours de l'onde de

pression et d’éviter qu’une réflexion ne perturbe la mesure. Un thermocouple mesure la température moyenne du carburant proche de la buse de l’injecteur. Au bout du tube, une vis réglable permet d’ajuster l’amplitude des ondes de réflexion.

$$\dot{m}_f = \frac{S_{tube}}{a} \times p(t) \quad \text{EQ. 2.1}$$

2.2.2 Analyse des taux d’introduction

A partir des mesures de taux d’introduction, il est possible d’obtenir des informations sur :

- l’instant d’ouverture et de fermeture de l’injecteur afin de calculer les délais d’ouverture et de fermeture ;
- le débit lors de la phase de stabilisation et ainsi le coefficient de décharge ;
- la vitesse débitante et le moment initial du spray dans la section de sortie de l’orifice (avec l’hypothèse que la surface efficace est égale à la surface géométrique) ;
- le régime d’écoulement (nombre de Reynolds) ;
- l’impact de la cavitation sur le coefficient de décharge.

Détection de l’instant d’ouverture et de fermeture de l’injecteur

La détection des instants d’ouverture et de fermeture effectifs de l’injecteur est effectuée à partir de la détermination des pentes lors de ces deux transitions (FIG. 2.3).

Les abscisses à l’origine correspondent aux instants d’ouverture et de fermeture de l’injecteur, valeurs non absolues en raison des perturbations repérables sur la FIG. 2.3. Néanmoins, l’écart entre l’instant détecté et effectif ne semble pas excéder 50 μs et ne représente qu’une faible proportion de la masse de carburant injecté. La répétabilité à l’ouverture est de +/- 10 μs et à la fermeture de +/- 25 μs .

Les délais d’ouverture et de fermeture sont calculés à partir du début et de la fin de la commande de l’injecteur.

Le creux en début d’injection est lié à la vibration et au retrait de l’aiguille qui décontraint la buse et réduit ainsi le volume dans la chambre de mesure. En fin d’injection, il peut y avoir des rebonds de l’aiguille et l’effet inverse de celui de l’ouverture.

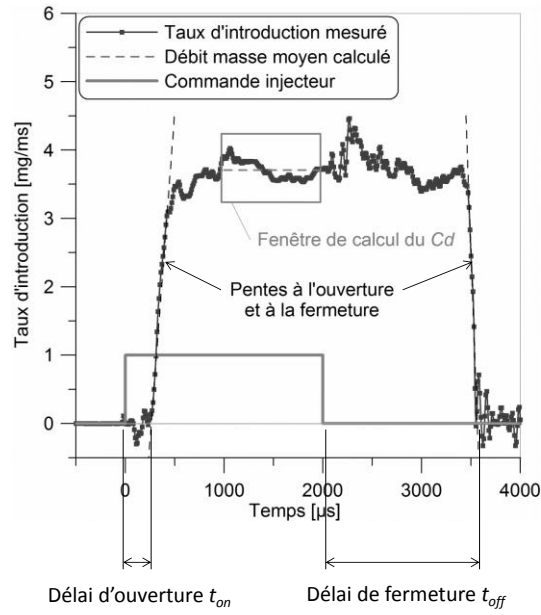


FIG. 2.3 : Principe de détection de l'instant d'ouverture et de fermeture de l'injecteur et fenêtre de calcul du coefficient de décharge

Débit moyen lors de la phase de stabilisation et coefficient de décharge

Le débit moyen $\dot{m}_{mesuré}$ lors de la phase quasi-stationnaire est calculé sur une fenêtre de 1000 à 2000 μs (FIG. 2.3). Cet intervalle a été choisi pour éviter les phénomènes transitoires liés à l'ouverture et à la fermeture de l'injecteur, qui dépendent principalement de la technologie de l'injecteur et de la déviation de la mesure du taux d'introduction. Des informations complémentaires sont données à ce sujet en ANNEXE IV.

Le coefficient de décharge C_d a été calculé (EQ. 2.2), généralement utilisé dans le but de caractériser l'ensemble des pertes de charges aux bornes de l'injecteur. Il représente le rapport entre le débit masse mesuré pendant la phase quasi-stationnaire $\dot{m}_{mesuré}$ et le débit masse théorique $\dot{m}_{th}$.

Ces pertes de charge se composent :

- des pertes de charges linéaires induites par frottements visqueux,
- des pertes de charges singulières dues au rétrécissement de la section de passage le long de l'orifice et aux divers obstacles rencontrés par l'écoulement,
- des pertes de charge liées à la cavitation.

$$Cd = \frac{\dot{m}_{mesuré}}{\dot{m}_{th}} \quad \text{EQ. 2.2}$$

Le débit masse théorique (EQ. 2.3) est dérivé de la combinaison de l'équation de continuité (EQ. 2.4) et de l'équation de Bernoulli généralisée (EQ. 2.5) en supposant que la vitesse en amont de

l’orifice est négligeable. La pression d’injection utilisée pour calculer le débit théorique est la pression d’injection moyenne mesurée avec le capteur de pression tube pendant l’injection.

$$\dot{m}_{th} = Nb_{orifice\ s} \cdot S_0 \sqrt{2 \Delta P \cdot \rho_f} \quad \text{EQ. 2.3}$$

$$\dot{m}_{th} = Nb_{orifices} \cdot \rho_f \cdot S_0 \cdot V_{th} \quad \text{EQ. 2.4}$$

$$V_{th} = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta P}{\rho_f}} \quad \text{EQ. 2.5}$$

$Nb_{orifices}$ est le nombre d’orifices sur la buse, S_0 la section géométrique de sortie de l’orifice, ΔP la pression différentielle (pression d’injection P_i – contre-pression P_b), ρ_f la masse volumique du carburant à la température de fonctionnement, et V_{th} la vitesse théorique dans la section de sortie.

Il est essentiel de rappeler que les valeurs du coefficient de décharge calculées sont à considérer de façon relative étant donnée la mauvaise connaissance de la section de sortie de l’orifice S_0 .

L’erreur relative maximale sur le coefficient de décharge est estimée à +/- 1,5 %, imputée à :

- l’erreur sur la mesure de la vitesse du son a de +/- 0,2 % (section 0),
- l’erreur sur l’estimation de la masse volumique à la température de fonctionnement de +/- 0,8 %,
- une erreur de +/- 0,5 % liée à la position et la taille de la fenêtre de calcul du coefficient de décharge (FIG. 2.3). Celle-ci a été déterminée en modifiant la position et la taille de la fenêtre de calcul de +/- 200 μ s.

Nombre de Reynolds et vitesse moyenne débitante

Le nombre de Reynolds Re permet de connaître le régime d’écoulement du fluide. Il peut être soit laminaire ($Re < 2000$), transitoire ($2000 < Re < 3000$) ou turbulent ($Re > 3000$) (Lefebvre, 1989). Son calcul repose sur le ratio entre les effets d’inertie du fluide et de viscosité (EQ. 2.6).

$$Re = \frac{V_{ef} \cdot d_0}{\nu} \quad \text{EQ. 2.6}$$

V_0 est la vitesse débitante dans la section de sortie, d_0 le diamètre de sortie de l’orifice et ν la viscosité cinématique du fluide à la température de fonctionnement. La vitesse débitante V_0 est obtenue à partir du débit masse mesuré et de l’équation de continuité.

$$V_0 = \frac{\dot{m}_{\text{mesuré}}}{Nb_{\text{orifices}} \times \rho_f \times S_0} \quad \text{EQ. 2.7}$$

Cette méthode de calcul de la vitesse débitante en considérant S_0 la section géométrique de sortie de l'orifice, nécessite de faire une hypothèse sur le coefficient de surface C_a (rapport entre la surface effective et la surface géométrique) puisqu'il n'a pas été mesuré. Toutefois, il a été cité par Payri *et al.* (2005) qu'il n'y a pas de contraction de l'écoulement causée par une éventuelle cavitation, plus petite que la section de sortie ($C_a = 1$) pour un orifice conique. On peut également faire l'hypothèse que le C_a évolue de la même façon quelles que soient les propriétés des carburants. En conséquence, les pertes de charge seront attribuées aux pertes de vitesse ($C_d = C_v$).

Calcul du moment initial du spray

Le moment du spray dans la section de sortie s'écrit comme le produit du débit masse mesuré, par la vitesse de l'écoulement dans la section de sortie :

$$M = \dot{m}_{\text{mesuré}} \times V_{ef} \quad \text{EQ. 2.8}$$

En remplaçant $\dot{m}_{\text{mesuré}}$ et V_{ef} par leur expression respective, il vient :

$$M = C_d^2 \times S_0 \times 2 \Delta P \quad \text{EQ. 2.9}$$

Le moment est donc fonction du C_d^2 , qui est aussi appelé le coefficient de moment C_M . Dans l'expression ci-dessus, on remarque que le moment initial ne dépend pas de la masse volumique du carburant.

Le nombre de cavitation

Deux définitions du nombre de cavitation peuvent être rencontrées : la première communément appelée CN pour *Cavitation Number* [Soteriou *et al.* (1995), Chaves *et al.* (1995)], valeur qui augmente lorsque le régime se rapproche de la cavitation, la seconde étant l'inverse [Payri *et al.* (2009), Vergnes *et al.* (2009)]. C'est cette dernière que nous avons choisie (EQ. 2.10).

$$K = \frac{P_i - P_v}{P_i - P_b} \quad \text{EQ. 2.10}$$

Il représente le rapport des grandeurs de pression participant au phénomène de cavitation. P_v est la pression de vapeur saturante du carburant qui est négligée en raison de sa très faible valeur (proche de zéro). Une variante de cette expression a également été proposée par d'autres auteurs [Suh *et al.*, 2008].

2.2.3 Mesure de la vitesse du son

Comme présentée dans l'EQ. 2.1, la mesure de la vitesse du son est primordiale pour le calcul du débit de carburant. Elle a été réalisée à partir des mesures du taux d'introduction : le principe reposant sur la détermination du délai entre le signal incident (taux d'introduction) et la première onde de réflexion (FIG. 2.4). Au préalable, la longueur du trajet de l'onde (longueur du tube enroulé) a été calculée en employant des liquides dont la vitesse de propagation d'une onde acoustique est connue. Le *n*-Heptane et le *n*-Dodécane ont servi de liquide de calibration. Leurs valeurs de la vitesse du son sont issues de la banque de données de NIST Chemistry WebBook (NIST). La longueur caractéristique calculée est de 10,2 m (aller-retour) avec une erreur maximale de $\pm 0,2\%$.

Les résultats des mesures de la vitesse du son pour les différents carburants sont présentés dans l'ANNEXE V.

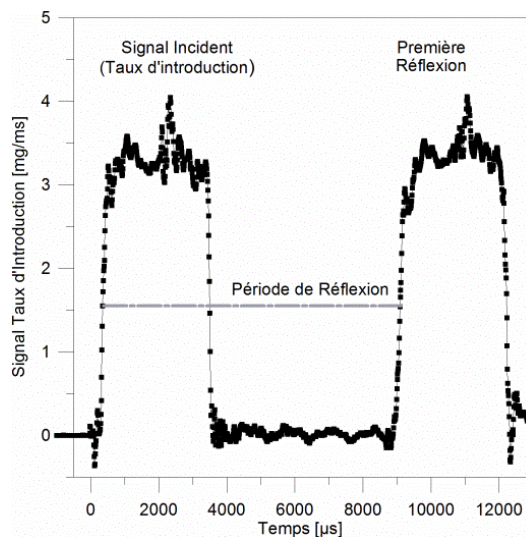


FIG. 2.4 : Principe de mesure de la vitesse du son - Signal incident et première réflexion

2.3 Caractérisation du développement macroscopique du spray dans des conditions de non-vaporisation

La caractérisation du développement macroscopique (champ lointain) du spray se fait par visualisation rapide de la lumière absorbée par la phase liquide du spray. Cette technique simple permet d'obtenir des informations sur l'évolution temporelle de la morphologie globale du spray (angle et longueur). Il est également possible d'extraire des informations sur la richesse moyenne et sur l'entraînement d'air. Le fait de conduire ces expériences dans des conditions de non-vaporisation permet de s'affranchir des propriétés de volatilité des carburants.

2.3.1 Méthode utilisée : visualisation par absorption

Le développement des sprays a été observé dans une enceinte dédiée de 2,5 dm³ de volume, comme illustré sur la FIG. 2.5, pressurisée par de l'air issu d'un réservoir 0 – 3 MPa.

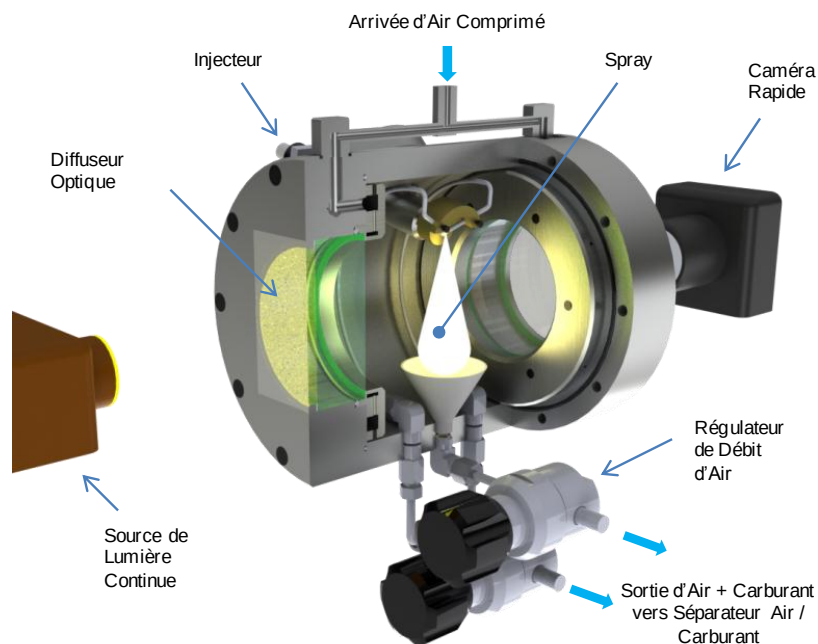


FIG. 2.5 : Schéma (vue en coupe partielle) du montage expérimental pour la visualisation de sprays

La densité du gaz varie ainsi de 11,8 à 29,4 kg/m³, permettant de simuler la plupart des conditions rencontrées dans un moteur Diesel au moment de l'injection (où la densité peut atteindre ~ 35 kg/m³). Les accès optiques se font par deux hublots de 100 mm de diamètre situés de chaque côté de l'enceinte. L'injecteur est situé sur la partie supérieure de l'enceinte et placé afin qu'un seul des trois

jets soit orienté vers le bas de l'enceinte sur son axe vertical. Le reste du système d'injection se compose des mêmes éléments que lors des expériences de taux d'introduction.

Afin d'évacuer en continu le carburant injecté, de renouveler l'air dans l'enceinte et ainsi de limiter le dépôt de gouttelettes sur les hublots, un débit d'air continu est créé, suffisamment faible pour ne pas affecter le développement du spray. L'enceinte est équipée d'un capteur de pression et d'un capteur de température.

La visualisation du développement macroscopique du spray (FIG. 2.6) est réalisée grâce à une lampe halogène continue (150 W) et une caméra CCD 8 bits (256 niveaux de gris) haute cadence (Photron® PowerView™ HS-2000) déclenchée avec la commande de l'injecteur. Un diffuseur optique est placé entre la source de lumière et l'enceinte afin d'obtenir un arrière plan d'image relativement homogène. La caméra est équipée d'un objectif Nikon de 50 mm, $f/1,4$ et cadencée à 15 000 images/seconde ($\Delta t \approx 66,7 \mu s$) avec un temps d'exposition de $8,3 \mu s$ et une résolution spatiale de 128×512 pixels² pour un grandissement de 5,4 pixels/mm.

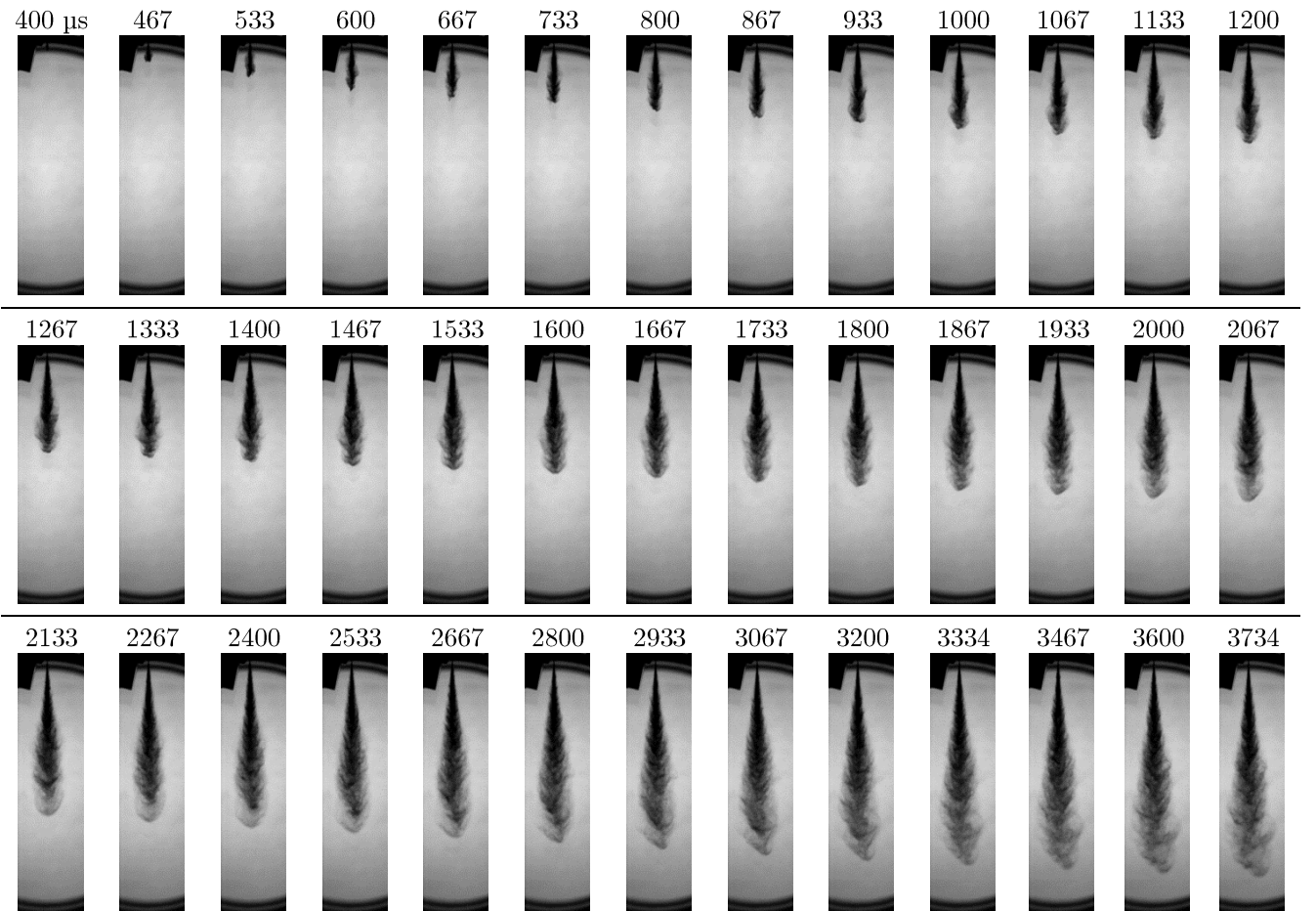


FIG. 2.6 : Exemple d'évolution du spray – *n*-Heptane – $P_i = 30,0$ MPa – $\rho_a = 11,8$ kg/m³

2.3.2 Traitement des images de sprays

Cette section explicite la méthode de traitement des images afin d’obtenir les grandeurs géométriques du spray (longueur de pénétration et angle).

Méthodologie

L’analyse des images brutes pour déterminer la longueur de pénétration du spray S et son angle comporte quatre étapes :

1. La soustraction du bruit de fond puis l’inversion de l’image (négatif) (FIG. 2.7 (a) et (b)).
L’image moyenne du bruit de fond est obtenue en moyennant les cinq premières images, acquises en début de chaque séquence avant l’apparition du spray (dû au délai d’ouverture).
2. La binarisation des images à partir d’un seuil d’intensité, par la méthode d’Otsu (1979), pour « séparer » le spray, du fond de l’image (FIG. 2.7 (c)). Cette méthode calcule le seuil de binarisation qui minimise la variance entre deux classes de pixels (censées représenter le fond et l’objet), c’est-à-dire permettant de séparer statistiquement (à partir de probabilités) ces deux classes. Le calcul de ce seuil d’Otsu a été repris de manière détaillée dans les thèses de Seneschal (2005) et de Sepret (2009).
3. La détermination de la longueur de pénétration S , à partir du profil longitudinal des images binarisées (FIG. 2.8). La longueur de pénétration est définie comme correspondante à 20 % du maximum comme indiqué sur la FIG. 2.8. La longueur déterminée est très peu sensible à cette valeur seuil en raison du gradient d’intensité cumulée important en bout de spray : pour une variation de ce seuil de 10 à 30 %, la variation de la longueur de pénétration est inférieure à 1 % pour le cas présenté ci-dessous. L’utilisation d’un seuil de 20 % permet d’exclure d’éventuels « paquets » se détachant du bout du spray et de s’affranchir de sa forme non-symétrique.
4. La détermination de l’angle de spray, à partir des images binarisées, à plusieurs distances axiales par rapport à la buse et à $S/2$.

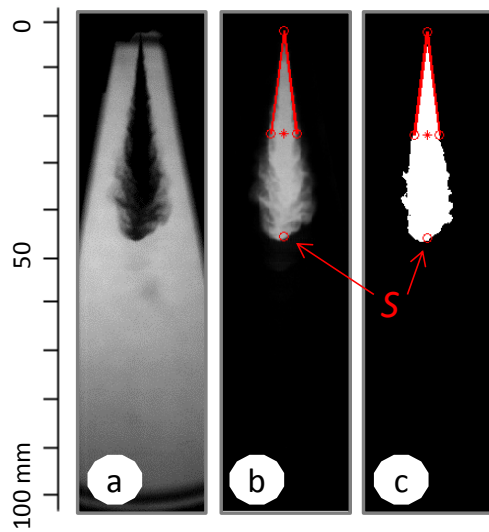


FIG. 2.7 : Etapes du traitement des images de sprays. (a) Image brute; (b) Bruit de fond soustrait et image inversée; (c) Image binarisée

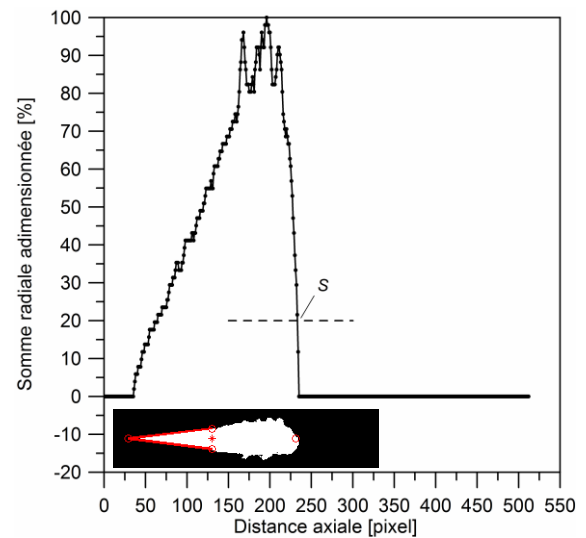


FIG. 2.8 : Somme radiale adimensionnée des pixels en fonction de la distance axiale pour la détermination de la longueur de pénétration

Robustesse de l'utilisation de la méthode d'Otsu pour la binarisation des images

La nature divergente, diphasique et turbulente du spray induit des gradients d'intensité lumineuse qui varient temporellement et spatialement à la périphérie du spray. Il est donc difficile de déterminer un critère universel. Par ailleurs, la détection du contour est très sensible au diagnostic optique utilisé, à la qualité des images et enfin à la méthode de traitement de celles-ci. De nombreuses méthodes ont été développées et comparées dans la littérature afin de segmenter « au mieux » le spray Diesel du fond de l'image [Naber & Siebers (1996), Pastor *et al.* (2001), Shao *et al.* (2003), Delacourt *et al.* (2005), Seneschal (2005), Macian *et al.* (2011)] ainsi que dans leurs références respectives.

Bien que les grandeurs mesurées (angle, longueur) soient de premières importances pour caractériser la géométrie du spray, il ne semble pas qu'il existe un consensus sur l'utilisation d'une méthode plutôt qu'une autre.

Dans cette étude, la méthode d'Otsu a été choisie car elle présente l'avantage d'être aisée à utiliser (implémentée dans Matlab®), rapide (temps de calcul court [Seneschal (2005), Macian *et al.* (2011)]) et ne nécessite aucun choix subjectif de l'utilisateur.

La FIG. 2.8 représente un exemple d'histogramme de niveaux de gris tracé en échelle logarithmique afin de mettre en valeur la distribution associée au spray. L'histogramme est caractérisé par un pic pouvant correspondre au bruit de fond partiellement confondu à une zone étendue, appartenant au

spray, similaire à Pastor *et al.* (2007). La valeur du seuillage calculée par la méthode d’Otsu est affichée sur l’histogramme, ainsi que le contour résultant sur l’image corrigée (identique à l’image (b) de la FIG. 2.7).

En observant l’histogramme et le contour obtenu par l’algorithme d’Otsu, il apparaît que celui-ci n’inclut pas la totalité du spray, également constaté par Macian *et al.* (2011), qui ont d’ailleurs proposé une méthode (*Likelihood Ratio Test* LRT) afin de mieux capturer le spray. Comme l’ont remarqué Seneschal (2005) et Macian *et al.* (2011), la détermination de l’angle du spray est plus sensible au seuil que la longueur de pénétration. La largeur du spray (et ainsi l’angle), se compose d’une zone centrale pilotée par la quantité de mouvement suivant l’axe du spray et d’une multitude de « vortex » qui se détachent et tourbillonnent à la périphérie du spray (en raison du gradient de vitesse entre la partie centrale du spray et le gaz environnant).

La considération de la globalité du spray pour définir le contour impose ainsi d’inclure ces fluctuations. L’utilisation d’un seuil, comme celui d’Otsu, permet alors de ne pas considérer une partie de cette couche enveloppant le spray, peu lumineuse, et donc de faible concentration en carburant.

On remarque également que les distributions associées aux images traitées (FIG. 2.9) ne sont pas bimodale, ce qui peut éventuellement remettre en cause l’utilisation de la méthode d’Otsu (calcul de la variance entre deux classes de pixels bien distinctes).

Comme le but est ici de faire un comparatif entre des carburants ayant des propriétés différentes avec une méthode de post-traitement donnée et robuste, les informations extraites sont qualitatives.

La FIG. 2.10 représente l’évolution de la valeur du seuil par la méthode d’Otsu en fonction du temps. *EM* est l’efficacité de l’opération de seuillage de l’image d’entrée (*Effectiveness Metric*), valeur comprise entre 0 pour une image composée d’un seul niveau de gris et 1 par une image d’entrée comportant deux niveaux de gris.

Contrairement à Macian *et al.* (2011), le seuillage par la méthode d’Otsu est relativement constant en fonction du temps pour nos images avec un *EM* supérieur à 0,8. Pour ce cas, la valeur moyenne du seuil est de 0,2897 et d’une fluctuation de +/- 0,0048 (comparable à la méthode LRT [Macian *et al.*, 2011]).

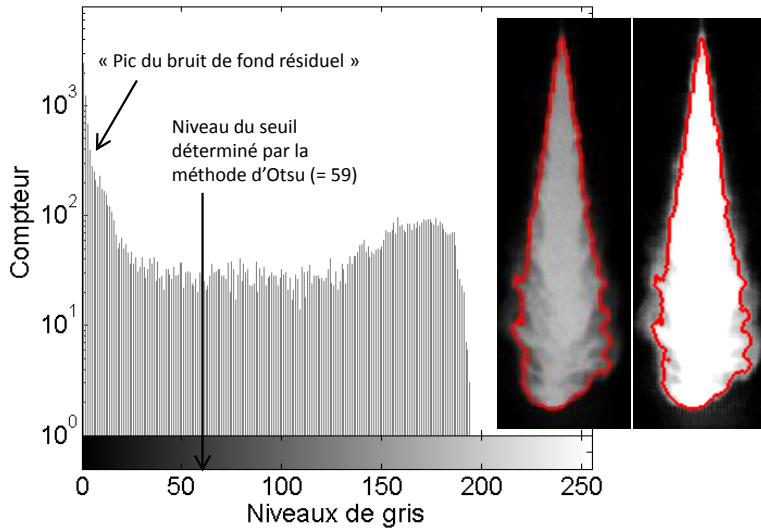


FIG. 2.9 : Histogramme (échelle semi-logarithmique) de niveaux de gris de l'image correspondante. Le contour déterminé par la méthode d'Otsu est représenté sur l'image.

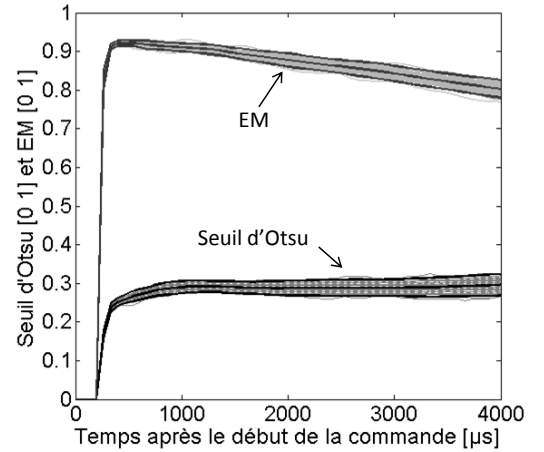


FIG. 2.10 : Évolution du seuil calculé par la méthode d'Otsu et de l'efficacité du seuillage (*EM Effectiveness Metric*) pour 100 séquences – Carb. E, $P_i = 90,0$ MPa, $P_a = 2,0$ MPa

La sensibilité du niveau de seuillage a été évaluée sur la mesure de la longueur de pénétration et de l'angle. Pour cela, sur la FIG. 2.11 montre les évolutions de la longueur de pénétration du spray pour plusieurs niveaux de seuillage. Le seuil a été varié « manuellement » et comparé au seuil calculé par l'algorithme d'Otsu. D'après ce graphe, à mesure que la valeur du seuil augmente, la longueur de pénétration est sous-estimée pour les sprays les plus longs. On montre que pour des seuils inférieurs à 10 %, le bruit de fond entraîne une sur-estimation dès les plus faibles longueurs de pénétration. La FIG. 2.12 indique que la sous-estimation de la longueur de pénétration est inférieure à 2 % pour des longueurs de spray inférieures à 62 mm avec l'utilisation du seuil d'Otsu. A partir de ce point, la sous-estimation augmente très rapidement car la concentration en carburant devient de plus en plus faible.

Jusqu'à une certaine longueur de pénétration ($S = 62$ mm), l'algorithme d'Otsu peut être considéré comme robuste pour mesurer la longueur de pénétration. Cette affirmation est en accord avec les résultats présentés par Seneschal (2005), Sepret (2009) et Macian *et al.* (2011).

La FIG. 2.13 illustre l'évolution de l'angle du spray à $S/2$ en fonction du niveau du seuillage de binarisation, pour plusieurs carburants (dont les deux extrêmes : moins dense et moins visqueux – plus dense et plus visqueux) et différentes conditions expérimentales (dont les extrêmes : faibles P_b et P_i – hautes P_b et P_i). Une image instantanée est illustrée, couplée avec son image binarisée pour différents niveaux de seuillage (10 %, Otsu et 50 %).

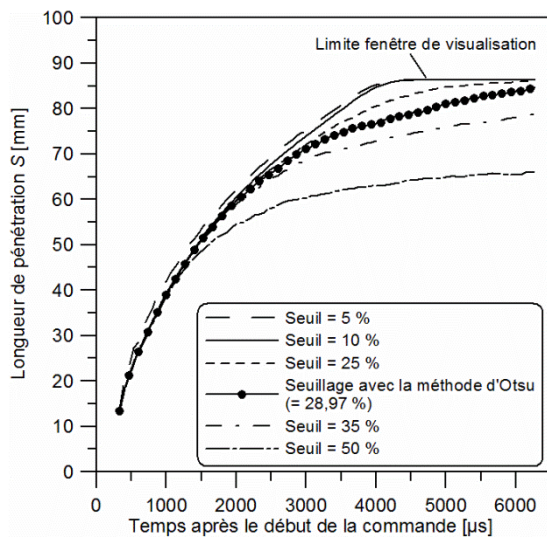


FIG. 2.11 : Évolution temporelle de la pénétration du spray pour plusieurs valeurs du seuil de binarisation - Carb. E, $P_i = 90,0$ MPa, $P_a = 2,0$ MPa

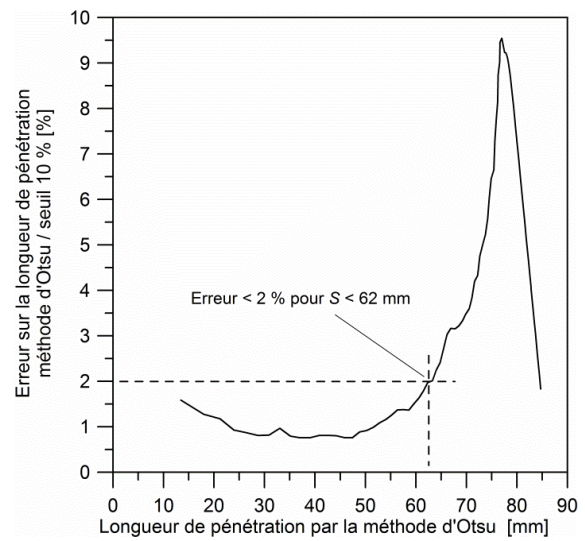


FIG. 2.12 : Évolution de l'erreur sur la longueur de pénétration obtenue par la méthode d'Otsu par rapport à celle obtenue avec un seuillage de 10 %

L'angle du spray décroît quasi-linéairement (pente de $-1,8^\circ/10\%$ environ) en fonction du niveau de seuillage pour les différents carburants et conditions expérimentales. Pour des niveaux de seuillage très faibles ($< 10\%$), il a été constaté qu'au lieu d'atteindre une asymptote, l'angle du spray augmente drastiquement, ce qui est certainement dû au bruit de fond (comme observé sur la longueur de pénétration).

L'erreur maximale relative induite par le seuillage est estimée à $\pm 1^\circ$, correspondant à une variation du seuillage de 12% (observation sur la FIG. 2.13 entre les carburants et conditions procurant le plus petit et grand angle de spray). Cependant, lors de la présentation des résultats, ce type de graphique ($\text{angle} = f(\text{seuil})$) est fourni, afin d'assister que les effets observés ne soient pas masqués et confondus avec l'erreur due au seuillage.

Enfin, l'utilisation d'une méthode de seuillage différente (comme par exemple la méthode LRT) aurait pour seul effet de modifier la valeur absolue de l'angle : les différences relatives entre les angles des sprays des différents carburants / conditions ne devraient pas significativement varier étant donné que les évolutions de l'angle en fonction du seuillage sont quasi-parallèles. L'utilisation d'une autre méthode seuillage n'est donc pas justifiée pour nos images.

En conclusion, la méthode de traitement peut-être considérée comme robuste pour établir des comparaisons sur l'angle du spray entre nos différents carburants pour différentes conditions de fonctionnement.

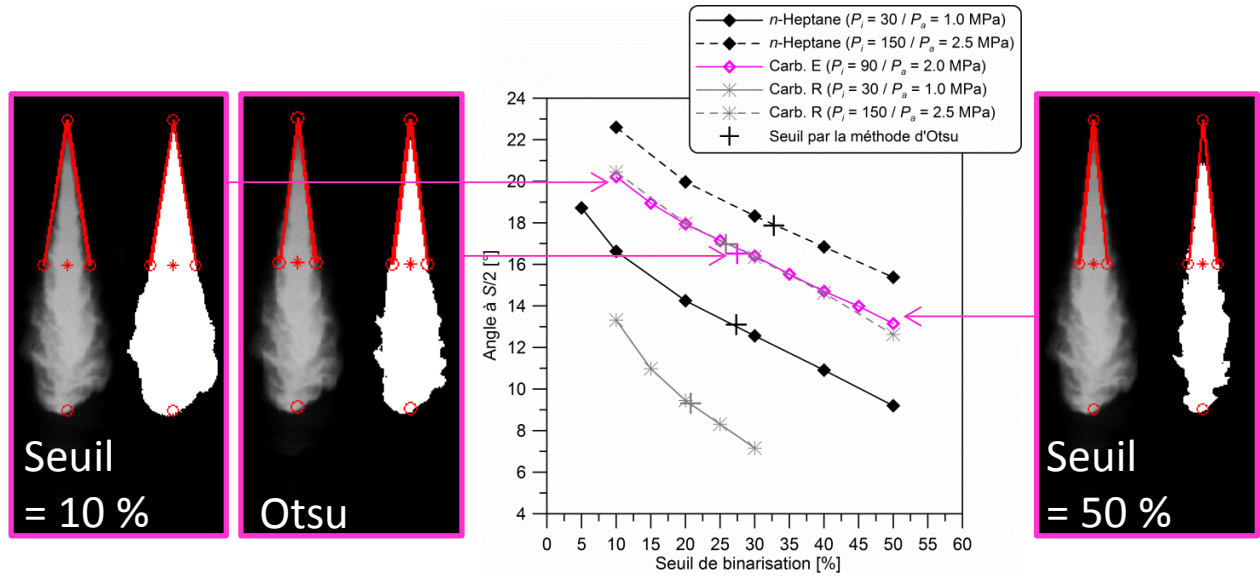


FIG. 2.13 : Évolution de l'angle du spray à $S/2$ en fonction de la valeur du seuillage de binarisation

Angle représentatif choisi

De nombreuses définitions de l'angle du spray ont été suggérées par de nombreux auteurs [No, 2011]. Quelques unes sont basées à partir d'une certaine distance de l'orifice [Reitz & Bracco (1982), Arai *et al.* (1984)], d'autres définies à partir des tangentes à la frontière du spray [Alfuso *et al.*, 2005], et enfin d'autres à partir de la longueur de pénétration [Naber & Siebers (1996), Desantes *et al.* (2006), Payri *et al.* (2008)].

Dans cette étude, afin de choisir la définition de l'angle du spray la plus représentative, l'évolution temporelle de chaque angle obtenue à différentes distances axiales a été tracée sur la FIG. 2.14. Après une période transitoire initiale, quelle que soit la définition choisie, les différents angles du spray atteignent une valeur moyenne relativement constante. L'angle du spray à $S/2$ est représentatif de l'angle du spray maximal quelle que soit la longueur de pénétration. Il est moyenné temporellement durant la phase quasi-stationnaire (FIG. 2.15 et FIG. 2.16) jusqu'à ce que le spray atteigne $S = 62$ mm. Cette définition sera conservée tout au long de ce travail.

Contrairement aux résultats de Naber & Siebers (1996), le fait que l'angle du spray, lorsqu'il s'est stabilisé, croît en fonction de la distance axiale par rapport à la buse, implique que l'entraînement d'air le long du spray augmente. Les résultats de Naber & Siebers montrent un angle invariant en fonction de la distance axiale. Les raisons de cette différence sont inconnues mais peuvent avoir pour source l'utilisation d'un autre seuil de binarisation et/ou des effets d'une géométrie différente de l'orifice.

Lors de la présentation des résultats, les courbes ont été ajustées en prenant en compte le délai d'ouverture de l'injecteur déterminé lors des mesures du taux d'introduction pour commencer à $t=0$.

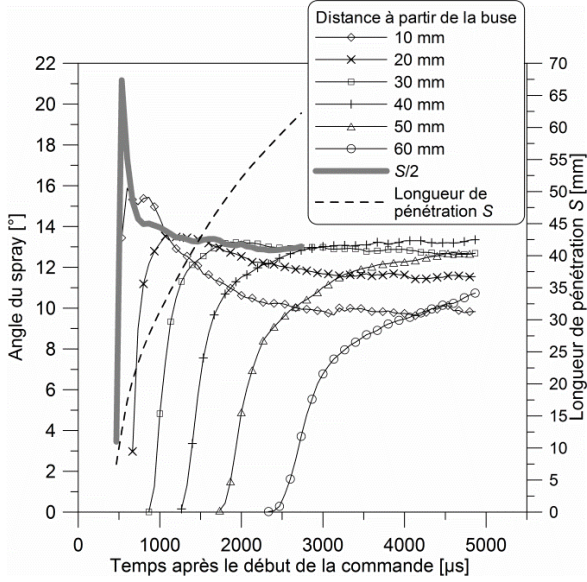


FIG. 2.14 : Evolution temporelle de l'angle du spray – $t_i = 4000 \mu s$ – Moyenne sur 100 séquences – Cas du n -Heptane – $P_i = 30,0 \text{ MPa}$ – $P_b = 1,0 \text{ MPa}$

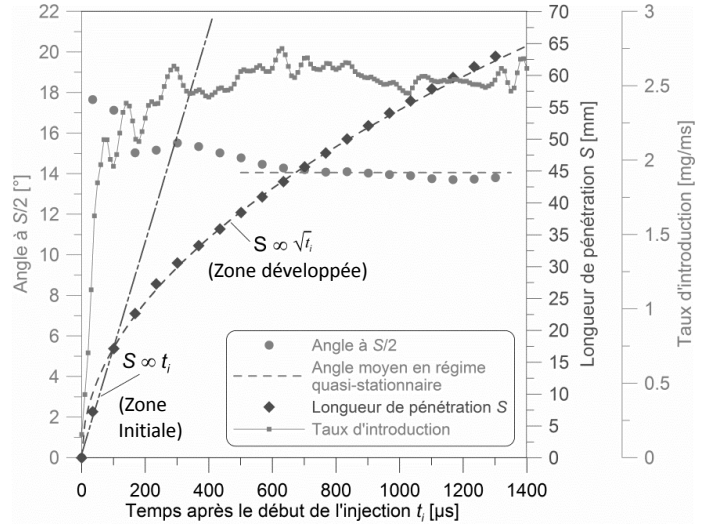


FIG. 2.15 : Évolution temporelle de l'angle, de la pénétration et du taux d'introduction – Cas du n -Dodécane – $P_i = 90,0 \text{ MPa}$ – $P_b = 1,0 \text{ MPa}$

Analyse de la pénétration du spray et définition de la zone d'intérêt

Comme présenté sur la FIG. 2.15, en fonction du temps, lors de la première phase du développement du spray (appelée la « zone initiale » comme dans Payri *et al.* (2010)), la longueur de pénétration du spray semble évoluer linéairement [Hiroyasu & Arai, 1990]. Cette zone se caractérise par la croissance du débit aux bornes de l'orifice ainsi que d'un angle de spray variable. Après un court instant, dépendant des conditions de fonctionnement, la pénétration évolue proportionnellement à la racine carrée du temps [Hiroyasu & Arai, 1990]. Cette zone est appelée la « zone (complètement) développée » [Payri *et al.*, 2010]. Durant cette zone, l'angle et le débit se stabilisent progressivement.

Afin de simplifier l'étude, nous nous sommes principalement focalisé sur l'évolution du spray durant la « zone développée » lorsque l'angle et le débit ont atteint leur régime quasi-stationnaire.

Répétabilité du processus d'injection

La répétabilité du développement du spray (FIG. 2.16) est comprise dans une bande de $\pm 5,3 \%$ ($\pm 2 \sigma$) par rapport à la caractéristique moyenne pour la longueur de pénétration pour tous les

carburants testés et les conditions expérimentales. L'évolution temporelle de la répétabilité s'exprime mieux en valeur absolue, car quelle que soit la valeur de l'angle moyen, la fluctuation est de $\pm 2,0^\circ$ ($\pm 2 \sigma$). Cela correspond à une fluctuation de $\pm 22 \%$ pour un angle moyen de 9° (angle mesuré le plus faible) à $\pm 11 \%$ pour un angle de 18° (angle mesuré le plus large).

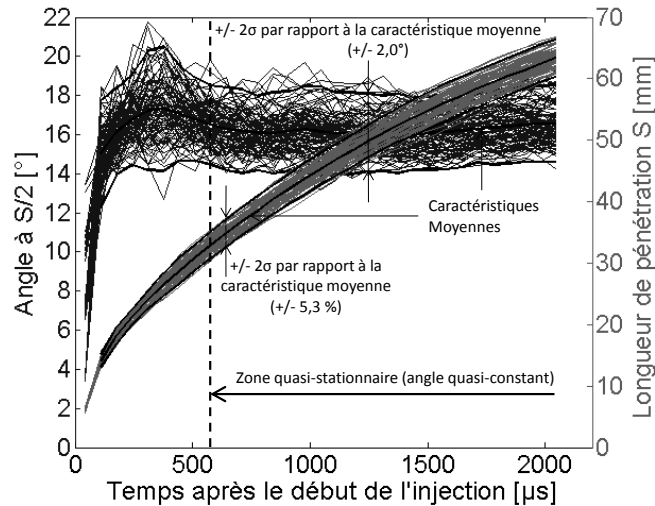


FIG. 2.16 : Répétabilité de la longueur de pénétration et de l'angle pour 100 séquences – $t_i = 4000 \mu s$ – Cas du carb. E – $P_i = 90,0 \text{ MPa}$ – $P_b = 2,0 \text{ MPa}$

Autres sources de biais

Il a été constaté une erreur systématique sur le positionnement du point de sortie du carburant sur la mesure de l'angle. Une erreur de ± 3 pixels ($\pm 0,56 \text{ mm}$) sur l'emplacement de la sortie de l'orifice induit une erreur de $\pm 0,3^\circ$ sur l'angle.

Le début de la zone quasi-stationnaire (FIG. 2.16), pour le calcul de l'angle moyen relève d'une analyse purement visuelle. Une erreur de $\pm 0,3^\circ$ a été estimée sur l'angle moyen (moyenne temporelle et sur les 100 séquences) en fonction de l'appréciation du début de ce régime quasi-stationnaire.

L'erreur induite par le mouillage dû au dépôt de carburant sur les hubots et ainsi détériorant quelque peu la qualité des images est négligeable : nous n'avons pas observé de dérive significative de la mesure de l'angle de la première à la centième séquence acquise.

L'erreur liée à une variation de l'intensité de l'éclairage et ainsi du rapport entre l'intensité du fond lumineux et le spray sur l'image brute n'a pas été caractérisée. De même, l'erreur de mesure causée par l'intégration spatiale (*line-of-sight*) de l'absorption de la lumière par les gouttelettes (dépendant de leur taille, de leur indice et de leur concentration) n'a pas été évaluée.

En définitive, une erreur de $\pm 0,6^\circ$ est à priori considérée sur la mesure de l’angle, en considérant l’erreur sur le positionnement du point de sortie de l’orifice et sur la taille de la zone quasi-stationnaire.

2.4 Mesures granulométriques dans des conditions de non-vaporisation

La mesure de la taille des gouttelettes de carburant permet de caractériser l’atomisation du jet. Cette mesure a été réalisée par la technique de diffraction laser. Afin d’éviter tout changement d’indice de réfraction du milieu (hors du carburant liquide) et d’être dans des conditions finales d’atomisation stationnaires, les expériences ont été réalisées dans des conditions de non-vaporisation.

2.4.1 Principe de la mesure par diffraction laser

La technique employée est initialement basée sur la diffraction de Fraunhofer d’un faisceau de lumière parallèle monochromatique par une gouttelette [Lefebvre (1989), Bachalo (2000)]. Lorsqu’un faisceau parallèle rencontre une seule goutte sphérique (profil circulaire à la normale du chemin laser) et opaque, une figure de diffraction est formée. Celle-ci provient d’une partie de la lumière incidente qui est diffractée d’une quantité fonction de la taille de la goutte. Une lentille de Fourier est placée sur le chemin optique pour focaliser la lumière sur les détecteurs du capteur (FIG. 2.17). Le diamètre de la goutte est inversement proportionnel à la taille de la figure de diffraction dans le plan focal du capteur, lue par les détecteurs : plus les détecteurs sont éloignés du centre, plus ils sont sensibles aux petites gouttes. La quantité de lumière non-diffractée focalisée au centre du capteur est utilisée pour la mesure de la transmission T . La figure de diffraction d’une goutte est identique à celle de n gouttes de même diamètre (seul l’intensité est modifiée). Dans le cas d’un ensemble de gouttes de différents diamètres, plusieurs figures de diffraction sont formées, chacune par un groupe différent de taille de gouttes. La quantité d’énergie lue par chacun des détecteurs permet de reconstituer par inversion mathématique (EQ. 2.11, selon la théorie de Fraunhofer) les distributions de tailles de gouttes en supposant que la lumière n’a été diffractée qu’une seule fois (par une seule goutte). Pour corriger le fait que les particules ne sont pas opaques, un algorithme basé sur la théorie de Lorenz-Mie de gouttes sphériques est implémenté dans le logiciel de traitement

(la lumière diffusée est prise en compte). La théorie de Mie considère le volume de la particule par opposition à Fraunhofer qui prédit une surface projetée [Rawle].

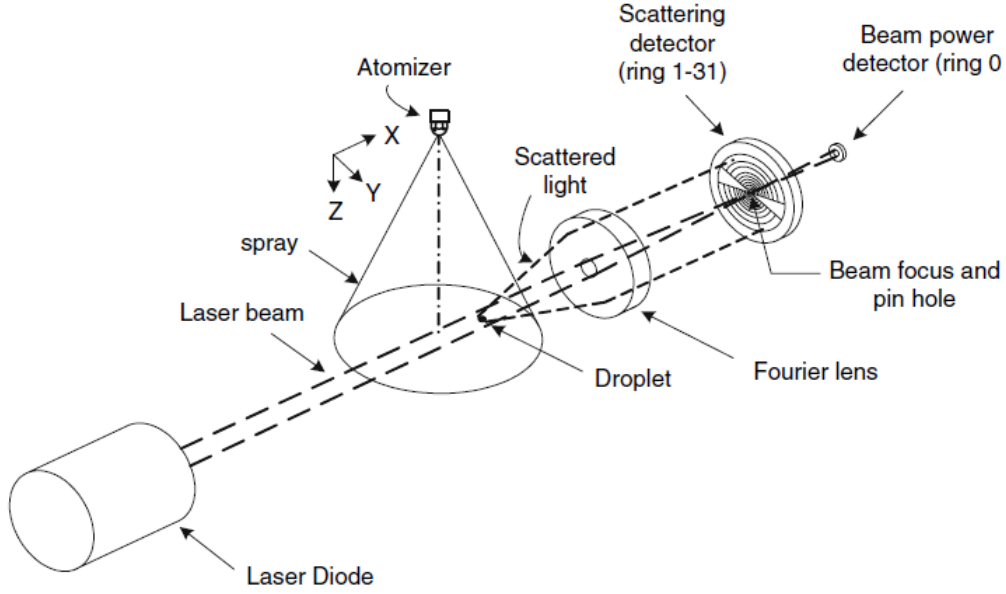


FIG. 2.17 : Schéma de principe de la granulométrie par diffraction laser
[schéma de Yongyingsakthavorn *et al.* (2007)]

$$E(\theta) \propto \int \frac{2 \cdot J_1^2(\alpha \cdot \theta)}{\alpha \cdot \theta} d_p^3 \cdot N(d_p) \cdot dd_p \quad \text{EQ. 2.11}$$

E est l'énergie lumineuse, θ l'angle de diffraction, J_1 la fonction de Bessel du premier ordre, α est un paramètre de diffraction $\alpha = \pi \cdot d_p / \lambda$, λ la longueur d'onde du laser, d_p le diamètre de la goutte, $N(d_p)$ la distribution en nombre.

D'après le constructeur de l'appareil [voir le manuel utilisateur et Rawle, Kippax (2005)], les diamètres reportés sont ceux de sphères équivalentes de même volume que le volume des particules présentes dans le faisceau laser (intensité lumineuse reçue par les détecteurs sensible au volume des gouttes) et ceci quelle que soit leur forme. Dorénavant, il est toutefois reconnu que la mesure par diffraction laser est sensible à la forme des gouttes [Dumouchel *et al.* (2010), Grout (2009)]. La mesure par diffraction reporte une distribution de diamètres équivalents dont la signification n'est pas encore bien déterminée [Dumouchel *et al.*, 2010]. Les distributions granulométriques reportées sont des distributions volumiques, avec une mesure intégrée le long du trajet du faisceau laser (*line-of-sight*).

Plusieurs phénomènes peuvent interférer les mesures par diffraction laser :

- La diffraction multiple : ce phénomène se produit dans le cas de sprays denses et/ou larges lorsque les photons sont déviés plus d'une fois. Cela conduit à une augmentation des angles de diffraction et donc une surestimation de la population des petites gouttes. Dumouchel *et al.* (2009) ont montré que lorsque la transmission est supérieure à 40 % le phénomène de diffraction multiple peut être négligé.
- Le vignetting : ce phénomène se produit lorsque la distance est trop grande entre les photons déviés par les petites gouttes (angles de diffraction les plus grands) et la lentille. Ainsi, la lumière diffractée échappe à la collection. Cela conduit à une sous-estimation de la population des petites gouttes.
- Le beam steering : ce phénomène se produit lorsque les photons sont déviés par un gradient d'indice de réfraction, autre qu'à l'interface liquide / gaz (gradient de température et/ou présence de vapeur dans le volume de mesure, *etc*). Cela conduit à une surestimation de la population des grosses gouttes.
- L'échantillonnage spatial et temporel : ce phénomène est lié à la décélération des gouttelettes dans le volume de mesure qui est fonction de leur taille et de leur position (étant donné l'expansion radiale du spray). En effet, durant le temps d'acquisition, les gouttelettes se déplacent dans différentes directions et à différentes vitesses. De ce fait, certaines gouttelettes resteront dans le volume de mesure plus longtemps que d'autres. La distribution mesurée peut donc être différente de celle mesurée avec les mêmes gouttelettes uniformément réparties et se déplaçant à la même vitesse.

2.4.2 Caractéristiques du dispositif utilisé

Les distributions granulométriques ont été mesurées selon la technique de diffraction d'un laser HeNe avec un Malvern Instrument® Spraytec (modèle RTS5114) équipé d'une lentille de 200 mm de focale (diamètres de gouttes mesurés de 3,80 à 462,54 μm) (FIG. 2.18). Le détecteur est composé de 32 diodes de taille logarithmique. La fréquence d'acquisition a été fixée à la fréquence maximale de 2500 Hz ($\Delta t = 400 \mu\text{s}$) pour une durée d'acquisition d'environ 7000 μs . Pour chaque condition de fonctionnement, 12 séquences d'injection ont été enregistrées. Les mesures ont été effectuées à 50 mm de la buse de l'injecteur.

Ce choix a été motivé pour trois raisons :

- premièrement, pour que la mesure soit faite dans une zone moins dense que les zones plus proches de l'injecteur.
- deuxièmement, dans cette zone l'atomisation peut être considérée à priori comme terminée (le diamètre des gouttes n'évolue plus) et les gouttes subissent moins de déformation (décélération du spray).
- troisièmement, d'autres mesures dans la littérature ont été également réalisées proches de cette distance de l'injecteur, ce qui permet des comparaisons ultérieures [Elkotb (1982) à 60 mm, Hiroyasu *et al.* (1989) à 70 mm, Chi *et al.* (1993) à 40 mm].

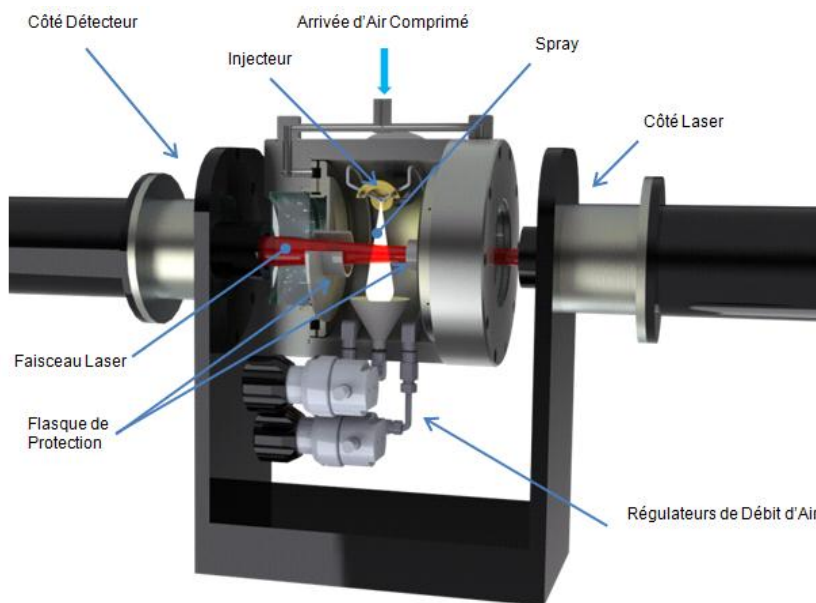


FIG. 2.18 : Schéma (vue en coupe partielle) du montage expérimental pour les mesures granulométriques

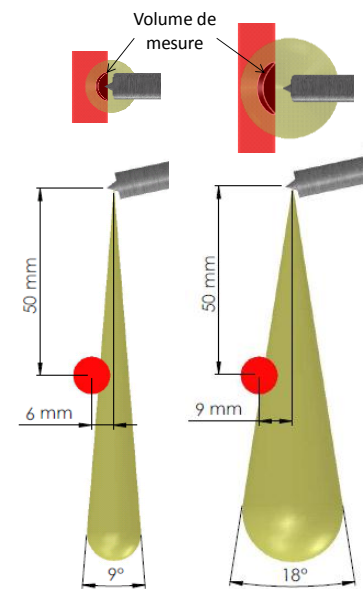


FIG. 2.19 : Localisation des volumes de mesure pour deux cas extrêmes (faible et large angles de spray)

Comme indiqué sur la FIG. 2.19, le faisceau laser de 10 mm de diamètre intercepte le spray à sa périphérie. Cela permet de maintenir une transmission moyenne du faisceau entre 40 et 50 %. La distance entre l'axe du spray et le détecteur est réglée à 175 mm. Dans ces conditions, les phénomènes de diffractions multiples et de « vignetting » semblent être évités [Dumouchel *et al.*, 2009].

L'important est ici de faire toutes les mesures dans les mêmes conditions afin de pouvoir comparer les carburants entre eux.

2.4.3 Analyse des distributions granulométriques

Les distributions granulométriques mesurées sont analysées à l'aide du logiciel RTsizer de Malvern Instruments®, également utilisé pour l'acquisition des données. Le logiciel permet de considérer le nombre de détecteurs lors du traitement des signaux enregistrés. Dans notre cas, les neuf premiers détecteurs (sur 32 détecteurs), soient les détecteurs les plus au centre, mesurant les gouttes de gros diamètres, ont été ignorés pour éviter le phénomène de beam steering [Dumouchel *et al.*, 2009]. Cela correspond à des classes de diamètres de 2,80 à 112,5 μm avec une résolution de l'histogramme de 1 à 100 μm . Bien que la transmission moyenne soit supérieure à 40 %, l'algorithme de diffractions multiples implémenté dans le logiciel RTsizer a été activé. En effet, comme observé sur la FIG. 2.19, une partie du laser traverse une zone dense où il est probable qu'il y ait de la diffraction multiple. Pour évaluer le risque entrepris, la transmission de lumière de l'arrière plan des images de sprays est tracée en fonction de la largeur de l'image sur une bande de 45 à 55 mm de l'injecteur, correspondant au positionnement vertical du laser et de son diamètre. Trois injections successives sont représentées pendant la phase quasi-stationnaire (30 images / injection). On remarque que la transmission est toujours supérieure à 40 % sur toute la zone de rencontre entre le laser et le spray pour le cas de faible angle de spray. Cependant, on s'aperçoit que la transmission locale (vers le centre du spray) pour le cas de large de spray chute très rapidement, bien en dessous de 40 %. Une partie significative du laser se situe dans cette zone et de la diffraction multiple et ainsi envisagée.

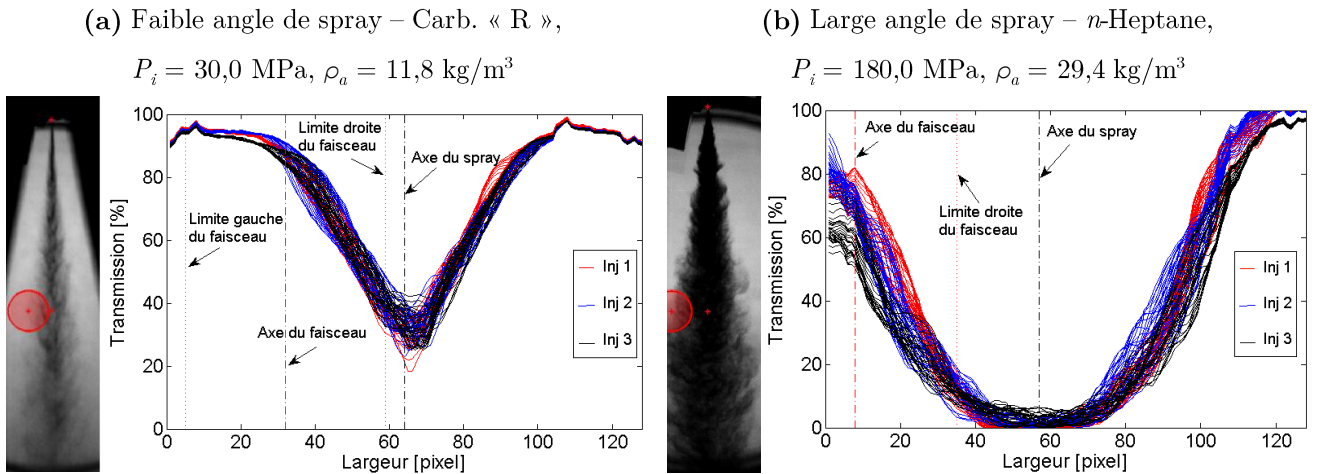


FIG. 2.20 : Évolutions de la transmission de la lumière selon la largeur du spray de 45 à 55 mm de l'injecteur pendant la phase quasi-stationnaire pour deux cas « extrêmes »

La FIG. 2.21 représente un exemple d'intensités lumineuses non corrigées, c'est-à-dire en considérant les 32 détecteurs pour un spray de *n*-Heptane, choisi car le plus propice au phénomène de beam-steering en raison de sa pression de vapeur saturante la plus élevée.

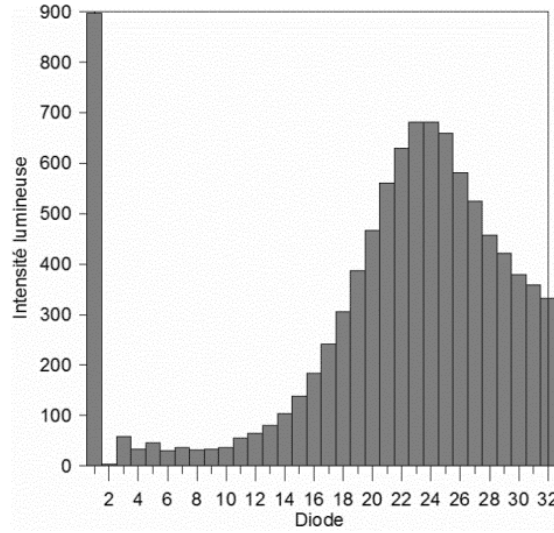


FIG. 2.21 : Intensités lumineuses non-corrigées lues par les 32 détecteurs – Cas du *n*-Heptane

L'intensité lumineuse lue par les détecteurs les plus au centre du capteur (à l'exception de détecteur n°1) est relativement faible permettant d'affirmer le fait que le carburant ne s'évapore quasiment pas. On remarque également que la distribution en intensités lumineuses est incomplète du côté des détecteurs en périphérie du capteur en raison d'un grand nombre de gouttelettes plus petites que les capacités de l'appareil à pouvoir les mesurer. L'algorithme de traitement extrapôle les distributions granulométriques pour les plus petits diamètres.

A partir des distributions granulométriques mesurées, le *SMD* a été calculé d'après l'expression suivantes [Dumouchel *et al.*, 2010] :

$$SMD = \frac{\sum_{i=1}^m f_v(D_i) \cdot D_i \cdot \Delta D_i}{\sum_{i=1}^m f_v(D_i) \cdot D_i^{-1} \cdot \Delta D_i} \quad \text{EQ. 2.12}$$

$f_v(D_i)$ est le pourcentage volumique au diamètre D_i considéré et $\sum_i f_v(D_i) = 1$.

Le *SMD* (D_{32}) a été choisi comme le diamètre représentatif de la distribution car il s'avère utile pour des applications dans le domaine de la combustion. Le rapport volume sur surface (dimension d'un diamètre), permet entre autre l'interprétation des échanges thermiques et contrôle l'efficacité de la réaction [Terry] et la production des polluants.

La FIG. 2.22 montre l'évolution temporelle de la transmission du laser et du *SMD* moyennés à partir de 12 séquences.

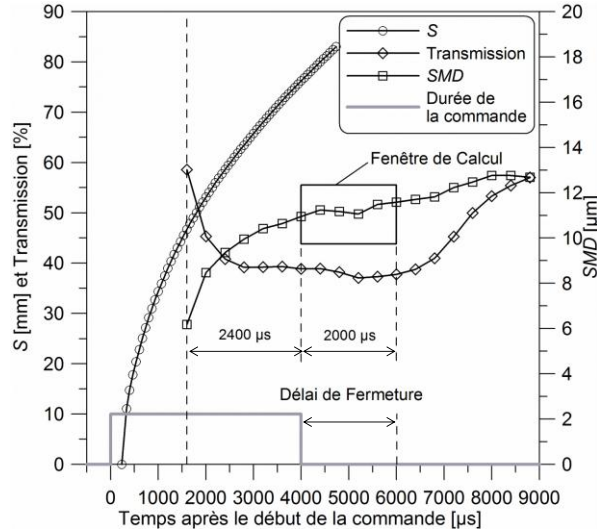


FIG. 2.22 : Fenêtre de calcul du *SMD* (moyenné sur 12 séquences) - $t_i = 4000 \mu s$

Lorsque le spray rencontre le faisceau laser (pour $S \approx 50 \text{ mm}$), la transmission décroît et atteint une valeur quasi-constante d'environ 40 %. Pendant ce temps, le *SMD* augmente et atteint une valeur quasi-constante de 2400 μs après début de la mesure. A partir de ce point, le *SMD* a été moyenné en fonction du temps pendant 2000 μs jusqu'à la fermeture effective de l'injecteur. Dès la fermeture de l'injecteur, la transmission augmente et il est observé que le *SMD* augmente « légèrement ». Cette situation est reproductible quelles que soient les conditions expérimentales et quels que soient les carburants. Les résultats sont à considérer une nouvelle fois de manière relative vu les nombreuses hypothèses, corrections et approximations durant la chaîne de mesure et de traitement. La répétabilité des mesures du *SMD* est de $\pm 1,5 \mu m$, qui sera considérée a priori comme l'erreur relative de mesure.

2.5 Caractérisation du développement de la phase liquide du spray dans des conditions de vaporisation

La pénétration de la phase liquide est une grandeur caractéristique importante de la combustion Diesel. Elle permet, entre autre, de caractériser la capacité du carburant à s’évaporer, soit en améliorant l’entraînement d’air, soit grâce à une volatilité meilleure. Cela conditionnera l’éventualité d’impacter les parois de la chambre et aussi la position de la phase liquide par rapport à la zone de combustion.

2.5.1 Dispositif expérimental

La caractérisation du développement de la phase liquide du spray a été réalisée par enregistrement des images de diffusion de Mie [Pickett *et al.*, 2011] dans un moteur monocylindre Diesel à accès optiques, entraîné électriquement (FIG. 2.23), alimenté en di-azote à chaque cycle afin d’éviter l’oxydation du carburant. Dans notre cas, la lumière incidente provenait d’une lampe halogène continue (150 W) concentrée via une lentille sphérique vers la zone d’étude. Les images de diffusion de Mie ont été enregistrées par une caméra ICCD Princeton Instruments® (PI-MAX 2 Gen II) 16 bits (65535 niveaux de gris) 1024 x 1024 pixels, munie d’un objectif Nikon 105 mm UV, $f/4,5$. La caméra était positionnée afin de visualiser le développement du spray au travers du hublot du piston (~ 25 mm de rayon) par l’intermédiaire d’un miroir à 45°, d’où un grandissement de 30 pixels/mm. Comme la fréquence maximale de la caméra est de 2000 Hz ($\Delta t = 500$ μ s), une seule image par injection a été acquise pour le régime de 1200 tr/min. Un décalage du phasage dans le cycle a permis de suivre l’évolution temporelle moyenne du jet liquide. Le temps d’exposition a été fixé à 6 μ s. Un exemple d’évolution de la phase liquide du spray est fourni sur la FIG. 2.24.

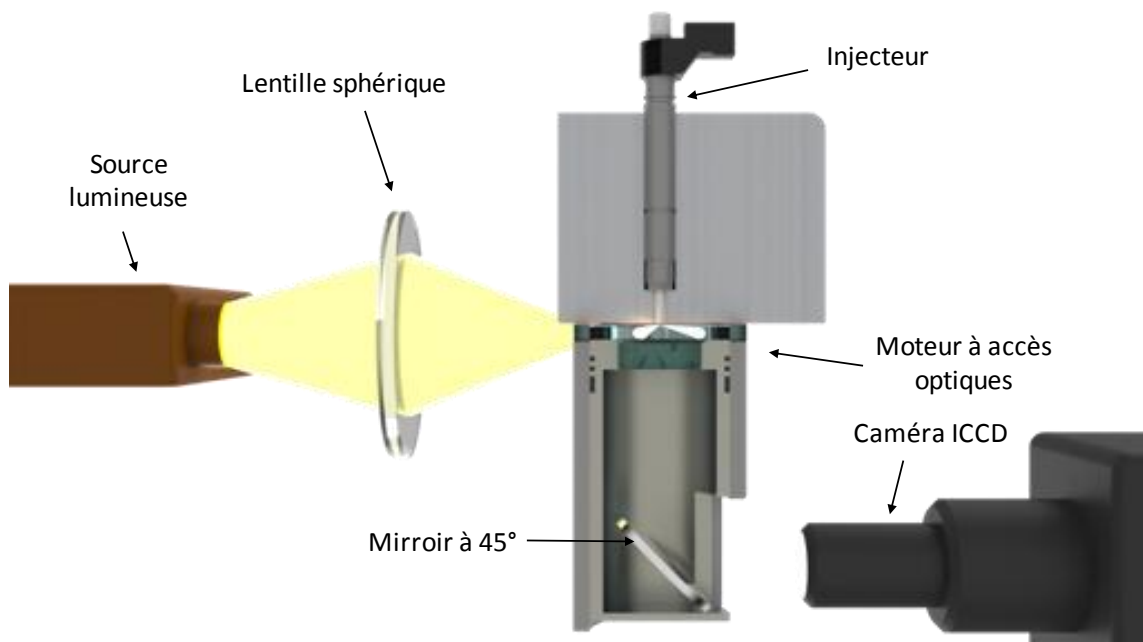


FIG. 2.23 : Dispositif expérimental utilisé lors des expériences de diffusion de Mie

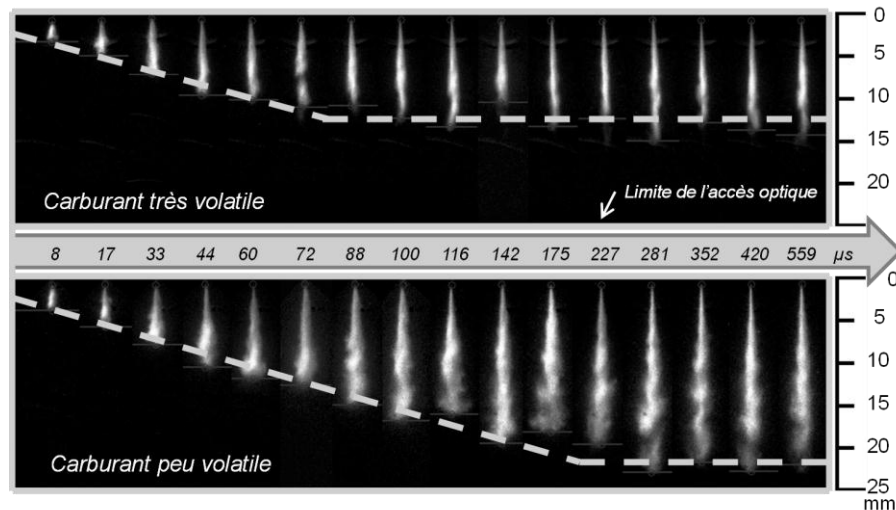


FIG. 2.24 : Exemples d'évolution de la phase liquide du spray par diffusion de Mie

Caractéristiques et configuration du moteur à accès optiques

Les caractéristiques principales du moteur monocylindre à accès optiques sont résumées dans le Tableau 2.2. Le moteur était équipé d'un piston (FIG. 2.25) comprenant des accès optiques vers l'intérieur du bol (un hublot et une couronne) et d'une couronne transparente d'un centimètre de hauteur sur la partie haute du cylindre, sous le joint de culasse en cuivre (1 mm d'épaisseur) permettant l'entrée de la lumière incidente (FIG. 2.23). Le gaz à l'admission, ici le di-azote, est régulé par un débitmètre Brooks® (600 Nl/min air) et peut être réchauffé à l'aide d'une canne

chauffante. La buse avec trois orifices a été utilisée lors de ces expériences. L'ensemble du système d'injection étant identique aux expériences précédentes.

Tableau 2.2 : Caractéristiques du moteur à accès optiques

Base moteur	DW10 PSA Peugeot-Citroën
Rapport volumétrique (mesuré)	14,87
Cylindrée unitaire [cm ³]	493
Nombre de soupapes	2 admission + 2 échappement
Nombre de <i>swirl</i> au PMB	1,5
Température d'eau et d'huile	65°C

La culasse est équipée d'un capteur de pression piézoélectrique Kistler® (type 6043A60) logé dans le puit de la bougie de préchauffage permettant de déterminer les conditions thermodynamiques au moment de l'injection. L'acquisition est cadencée à l'aide d'un encodeur relié au vilebrequin d'une résolution de 0,1 degré vilebrequin.

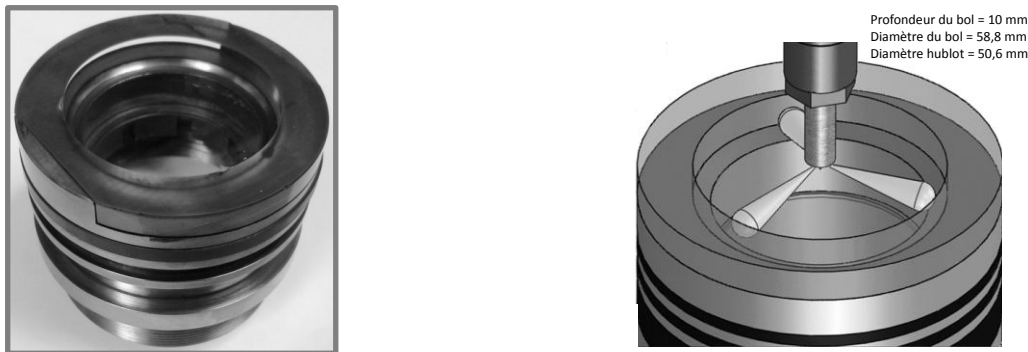


FIG. 2.25 : Photo et schéma du piston à accès optiques utilisé pour les expériences en conditions d'évaporation

2.5.2 Traitement des images de diffusion de Mie

La longueur de pénétration de la phase liquide du spray a été obtenue à partir des images de diffusion de Mie (FIG. 2.26). Le traitement inclut :

1. la soustraction par une image moyenne du bruit de fond (moyenne de 50 images acquises sans injection) sur chacune des images.
2. puis celles-ci ont été pivotées afin de calculer le profil longitudinal (FIG. 2.26 (d)).
3. un seuil d'intensité de 4 % a été choisi pour déterminer la distance axiale maximale du spray, comparable au seuil de Siebers (1998) de 3,1 %. Ce seuil représente la valeur minimale

séparant la phase liquide du bruit de fond résiduel. La valeur mesurée de la pénétration liquide était toutefois sensible à la valeur spécifiée du seuil. Par exemple, dans le cas du *n*-Dodécane, 1,0 mm de variation sur la valeur mesurée était observée en passant d'un seuil de 4 à 8 %. Cela est la conséquence directe du rétrécissement du diamètre des gouttes en bout du spray jusqu'à leur complète vaporisation. Par ailleurs, liées à la méthode de mesure (diffusion de Mie), les images ne fournissent pas d'information quantitative de la concentration de liquide en bout de spray, et le choix d'un seuil en intensité pour quantifier la pénétration liquide reste quelque peu subjectif. Les longueurs de pénétration ont été moyennées à partir de 50 images. La répétabilité des résultats était de l'ordre de $\pm 12\%$ (FIG. 2.34). Ces fluctuations ont été associées aux effets de la turbulence, au comportement instable de l'entraînement d'air, de l'atomisation et de l'évaporation, comme avancé par Siebers (1998) et Genzale *et al.* (2010), qui par ailleurs reportent une fluctuation similaire ($\pm 11\%$).

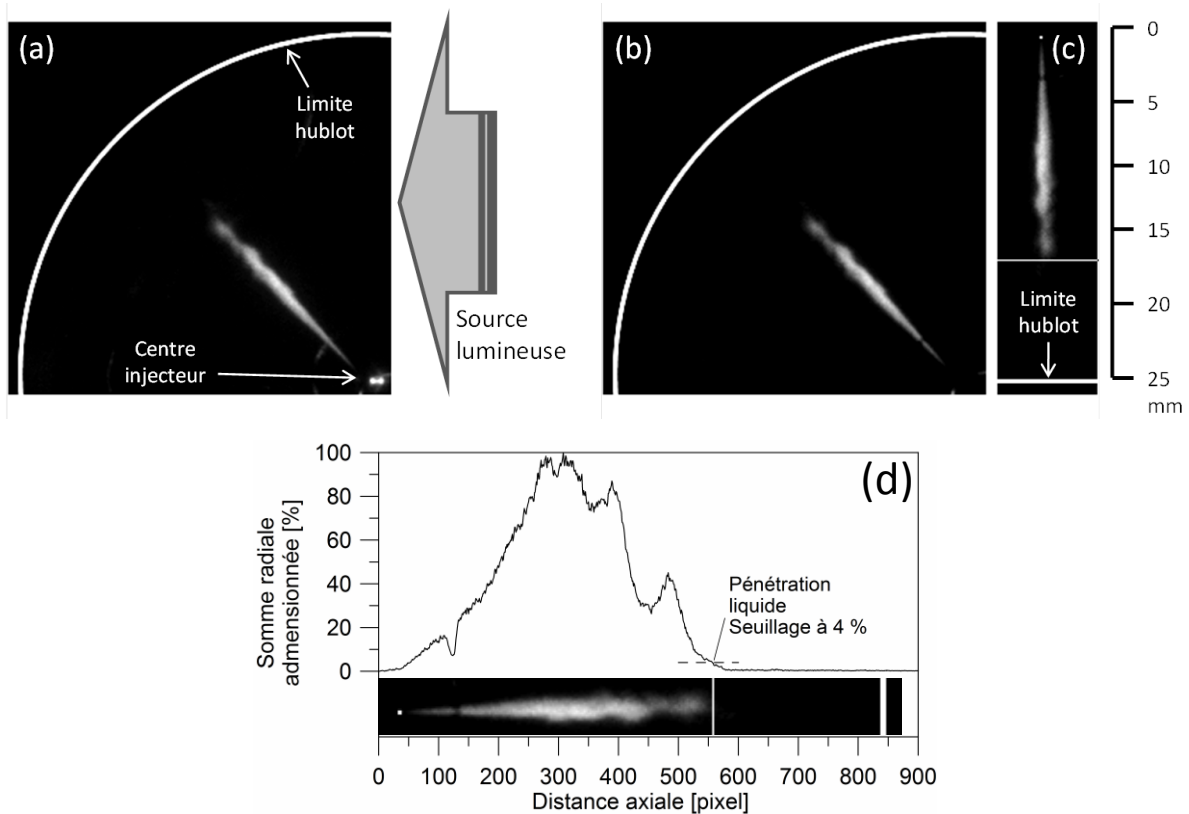


FIG. 2.26 : Etapes du traitement des images de diffusion de Mie. (a) Image brute ; (b) Bruit de fond soustrait ; (c) Image pivotée ; (d) Détermination de la longueur liquide à partir du profil longitudinal.

2.6 Caractérisation du développement de la phase vapeur du spray

Le développement de la phase vapeur a été étudié à partir du couplage des images obtenus par diffusion de Mie de la phase liquide et celles obtenues par PLIF du toluène.

2.6.1 Principe de la mesure par fluorescence induite par laser

Le signal de fluorescence est la lumière émise par une molécule après avoir été excitée suite à l’absorption de l’énergie (des photons) provenant d’un faisceau (ou d’une nappe 2D) laser (FIG. 2.27). Lorsque la longueur d’onde du laser coïncide avec la longueur d’onde d’absorption de la molécule, cette dernière étant initialement à son niveau d’énergie fondamentale est excitée à des niveaux d’énergie supérieurs [Zhao & Ladommatos, 1998]. A partir de cet état, la molécule se désexcite en libérant l’énergie emmagasinée éventuellement chimiquement (dissociation, *etc*) ou physiquement.

Cette désexcitation physique peut être scindée en trois catégories [Schulz & Sick, 2005] :

1. Processus radiatifs : l’énergie (ou une partie de celle-ci) est réémise sous forme d’un spectre d’émission spontanée de fluorescence ou de phosphorescence pour des longueurs d’onde vers le rouge à partir de la longueur d’onde d’excitation. Le signal de fluorescence étant émis sur un intervalle de l’ordre de 1-100 ns, beaucoup plus courts que celui en cas de phosphorescence (de quelques millisecondes à plusieurs secondes).
2. Processus non-radiatifs : l’énergie (ou une partie de celle-ci) est dissipée thermiquement par vibration et rotation de la molécule.
3. Quenching collisionnel : l’énergie (ou une partie de celle-ci) est transférée à une autre molécule par collision.

Sur la FIG. 2.27, les deux premières catégories sont représentées. Les processus radiatifs et non-radiatifs sont respectivement indiqués par des flèches droites et ondulées. Concernant les processus radiatifs, l’émission de lumière par fluorescence et par phosphorescence sont illustrés, avec *VR*, la relaxation vibrationnelle, *ISC*, le croisement intersystème, *IC*, la conversion interne.

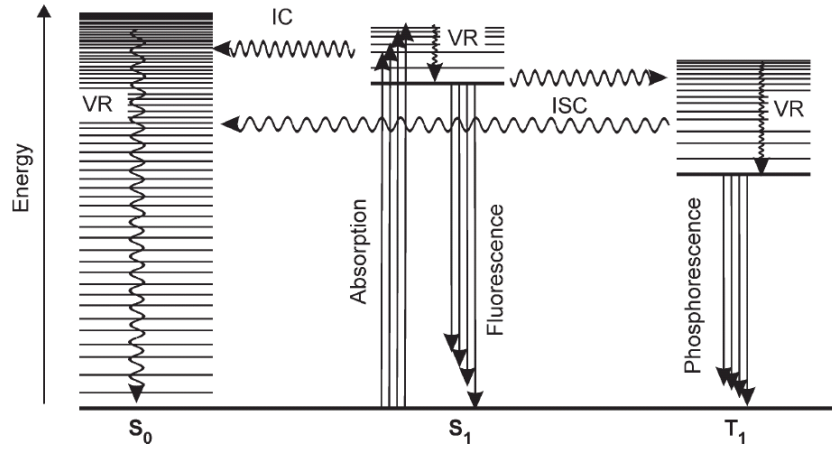


FIG. 2.27 : Diagramme de Jablonski montrant les effets photophysiques lors de la désactivation d'une molécule organique excitée [Schulz & Sick, 2005]

Le signal de fluorescence émis par la molécule et collecté par la caméra est décrit par l'EQ. 2.13 [Sahoo *et al.*, 2011] :

$$S_f = \frac{E}{h \cdot c / \lambda} \cdot dV_c \cdot \left[\frac{X_{tr} \cdot P}{k \cdot T} \right] \cdot \sigma(\lambda, T, P, X_i) \cdot \Phi_{fl}(\lambda, T, P, X_i) \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \eta_{opt} \quad \text{EQ. 2.13}$$

Où S_f est le nombre de photons par pixel collecté par la caméra, E la densité énergétique du laser (fluence), $h \cdot c / \lambda$ l'énergie d'un photon à la longueur d'onde λ avec h la constante de Planck et c la vitesse de la lumière, dV_c le volume excité (le volume correspondant à un pixel dans le plan de visualisation), X_{tr} la fraction molaire de la molécule fluorescente, P la pression du milieu, k la constante de Boltzmann, T la température du milieu, σ la section efficace d'absorption, Φ_{fl} le rendement quantique de fluorescence, Ω est l'angle solide de collection et η_{opt} l'efficacité du système de collection de la lumière.

Le signal de fluorescence est proportionnel au premier ordre à l'énergie du laser ainsi qu'à la concentration en traceur (si le signal ne sature pas le milieu). Il dépend également de la température et de la pression du milieu, ainsi que de la présence de molécules conduisant au quenching de la fluorescence, notamment l'oxygène. La dépendance du signal à ces paramètres est fonction de la molécule utilisée en tant que traceur. Par ailleurs, le signal de fluorescence est proportionnel à la densité et ainsi de l'état (liquide ou vapeur) de la molécule.

Choix du toluène et présentation de ses propriétés photophysiques

Le toluène a été choisi comme traceur du carburant en raison de la bonne connaissance de ses propriétés de fluorescence, de son bon rendement de fluorescence, de sa miscibilité au carburant de

base et de sa stabilité (résistance à l'oxydation et aux matériaux du circuit carburant) [Zhao & Ladommatos (1998), Koban *et al.* (2004), Schulz & Sick (2005), Faust *et al.* (2011)]. La quantité ajoutée a été limitée (2 % en volume), n'altérant pas le comportement du fluide (écoulement dans l'injecteur, formation et atomisation du spray) en raison de son effet négligeable sur la densité et la viscosité. Par contre comme sa température d'ébullition (110,6 °C / 383,7 K) est relativement faible par rapport aux carburants de base, il est probable qu'il s'évapore en premier, limitant ainsi sa pénétration liquide. Le couplage des images de Mie et de LIF toluène nous permet d'avoir une idée au moins qualitative du développement de la phase vapeur du carburant de base. De plus, lors du développement et du mélange d'un spray Diesel, les effets d'entraînement d'air et de turbulence sont prédominants devant la diffusivité moléculaire, d'où l'hypothèse que les composants du carburant puissent être considérés comme homogène.

Le spectre d'absorption (FIG. 2.28) du toluène (mono-aromatique C_7H_8) est compris entre 240 et 290 nm avec une section d'absorption la plus large pour une excitation à ~ 266 nm, quatrième harmonique d'un laser Nd:YAG, avec un élargissement en fonction de la température. Les spectres d'émission présentés sur la FIG. 2.28 ont été normalisés en raison de leur rapide décroissance en fonction de la température. A 750 K (notre température de fonctionnement), l'émission s'étend de 260 à 340 nm avec un maximum autour de 290 nm pour une excitation à 248 nm. Koban *et al.* (2004) précisent que le spectre d'émission est quasi-identique pour une excitation à 266 nm.

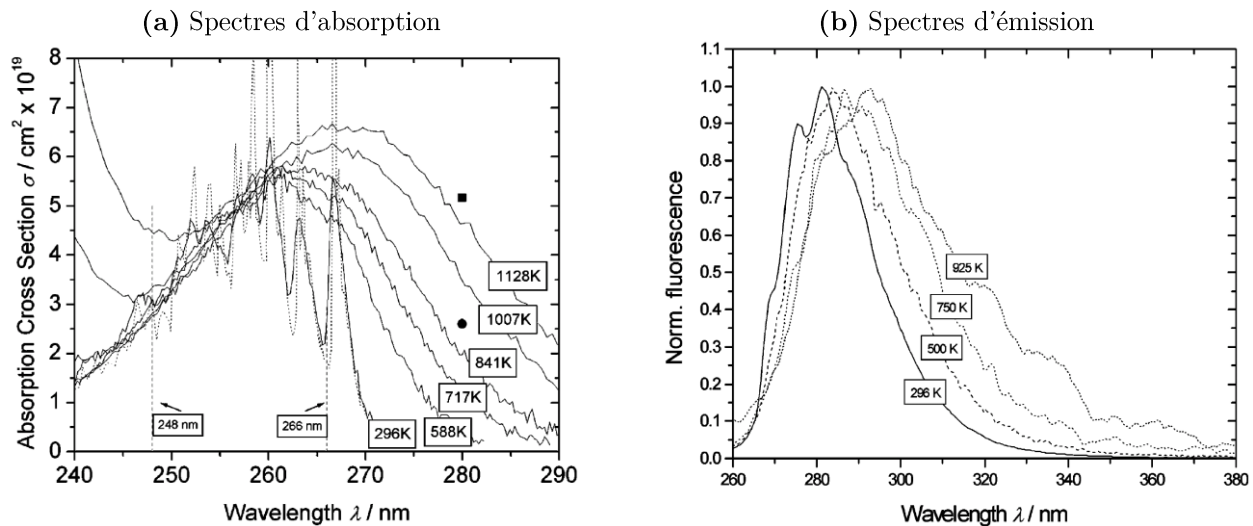


FIG. 2.28 : Spectres d'absorption (a) et spectres d'émission normalisés pour une excitation à 248 nm et 1 bar de pression totale (b) du toluène [Koban *et al.*, 2004]

Remarque sur la fluorescence naturelle des carburants de base

Les composés insaturés et les aromatiques constituant les carburants utilisés lors de cette étude sont connus comme des molécules fluorescentes [Schulz & Sick, 2005].

Lors de cette étude, nous avons donc vérifié que la contribution de la fluorescence de chaque carburant relativement à celle du toluène est négligeable.

Les spectres de fluorescence des différents carburants (sans toluène) excités à 266 nm ont été relevés à l'aide d'un spectrographe (Andor Technology® Mechelle 5000) à la température ambiante. La FIG. 2.29 illustre le dispositif expérimental.

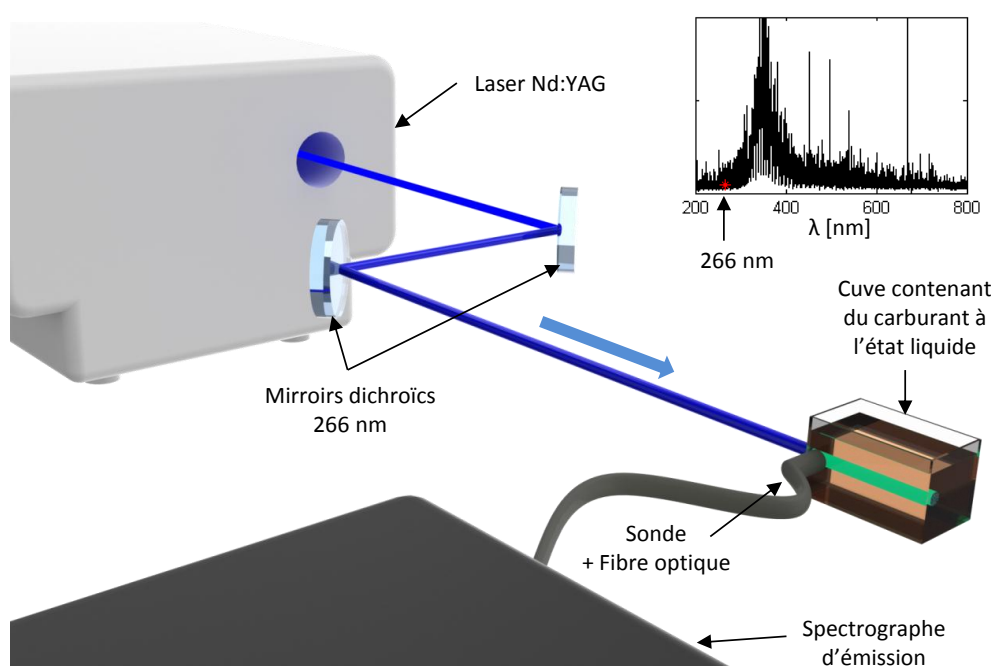


FIG. 2.29 : Dispositif expérimental utilisé afin de caractériser les spectres de fluorescence des carburants à l'état liquide

Le spectrographe a été placé orthogonalement à l'axe du faisceau laser, au plus proche de l'entrée du laser dans la cuve.

Le carburant ayant manifesté le spectre de fluorescence le plus intense a été testé dans le moteur à accès optiques sans ajout de toluène. Il en a résulté une intensité du signal de fluorescence de l'ordre du bruit de fond de la caméra. Ainsi, pour permettre la visualisation, le toluène a été ajouté (2 % en volume).

2.6.2 Dispositif de Fluorescence Induite par Laser du Toluène (PLIF-Toluène)

Le dispositif expérimental de LIF du toluène implémenté dans le même moteur est représenté sur la FIG. 2.30. 2 % de toluène (en volume) ont été ajoutés aux carburants afin d'appliquer la fluorescence induite par laser (LIF). Une nappe laser a été générée à partir d'un laser pulsé à 10 Hz, Nd:YAG Quanta Ray® quadruplé (266 nm), d'une lentille sphérique convergente ($f = 750$ mm) et d'une semi-cylindrique ($f = -100,0$ mm ; $r = 50,9$ mm). L'énergie des pulses lasers d'une durée de 8-10 ns a été réglée à 20 mJ afin de ne pas endommager les accès optiques. La nappe formée a été orientée pour traverser le spray étudié par son axe longitudinal (FIG. 2.30 « Vue de côté »). Par ailleurs, comme le montre la FIG. 2.30 « Vue de dessous », la nappe traversait un seul spray, sur sa moitié la plus éloignée de l'injecteur. Cette configuration permet de se focaliser sur la zone de développement de la phase vapeur et d'éviter un surplus de signal provenant de la zone dense du spray proche de l'injecteur, en majorité liquide et à relativement faible température. L'épaisseur et la largeur de la nappe lors de sa rencontre avec le spray étaient respectivement d'environ 0,5 mm et 13 mm.

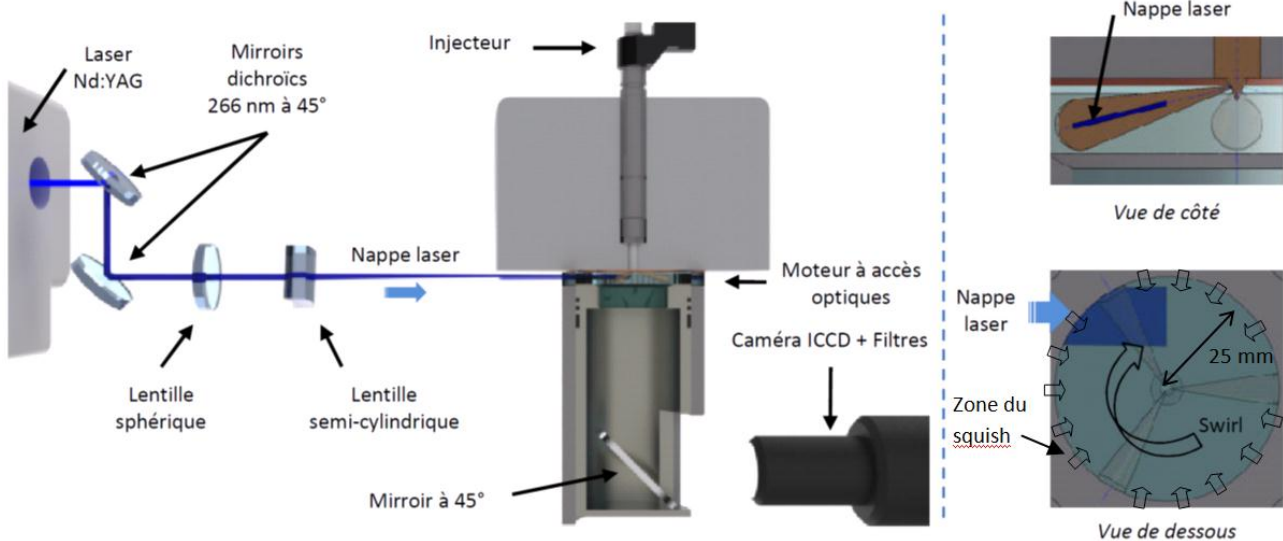


FIG. 2.30 : Dispositif expérimental utilisé lors des expériences de PLIF-Toluène

Le signal de fluorescence a été acquis avec la même caméra et le même objectif (même grandissement) que pour la diffusion de Mie. La durée d'obturation a été fixée à 50 ns afin de recueillir la totalité du signal de fluorescence [Faust *et al.*, 2011]. La caméra a été synchronisée avec le pulse laser.

Un filtre « passe haut » coupant à 280 nm (FGL 280) a été placé devant l'objectif de la caméra

ainsi qu'un filtre UG5 basse bande (de 220 à 400 nm) et passe-haut (coupant à 650 nm). Cela permet, en plus des deux miroirs dichroïcs placés sur le chemin optique du laser, de filtrer les émissions résiduelles du laser à 532 nm, qui pouvaient être diffusées par la partie liquide du spray et réfléchies par les parois de la chambre et donc de s'ajouter au signal de fluorescence.

Deux exemples d'évolution du spray et de sa phase vapeur sont fournis par la FIG. 2.31 pour le cas d'un carburant très volatile (faible pénétration liquide) et peu volatile (longue pénétration liquide).

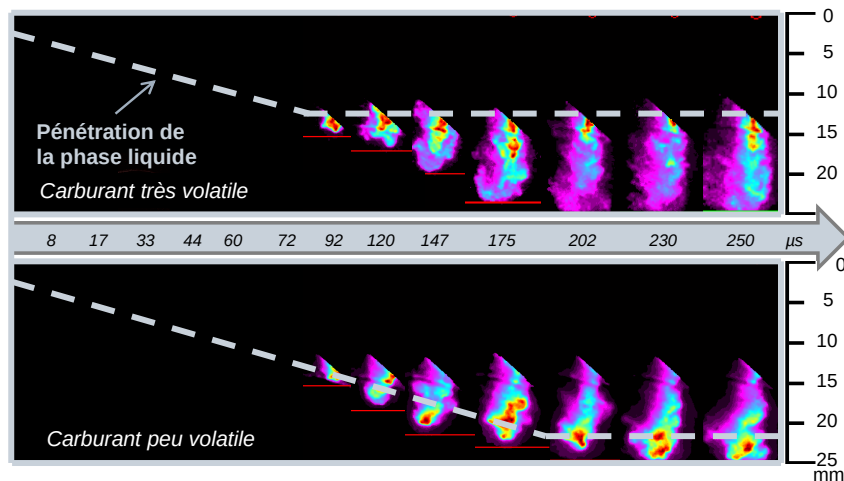


FIG. 2.31 : Exemples d'évolution de la pénétration du spray et de sa phase vapeur du spray par couplage des images de diffusion de Mie et de PLIF-Toluène

2.6.3 Traitement des images de PLIF-toluène

Les images de PLIF toluène ont permis de caractériser l'évolution temporelle de la pénétration du spray jusqu'à ce que celle-ci atteigne la limite de la zone de visualisation (le hublot du piston).

Comme l'indique la FIG. 2.32, le traitement des images de PLIF toluène est semblable à celui utilisé pour les images de diffusion de Mie :

1. Le bruit moyen, obtenu à partir d'une moyenne de 50 images acquises sans injection avec le laser en fonctionnement, est soustrait à chacune des images.
2. Afin de corriger l'hétérogénéité spatiale en intensité de la nappe laser, FIG. 2.32 (b), chaque image est normalisée par l'image moyenne obtenue dans des conditions de mélange « homogène », générée par une injection avancée. Le bruit de fond moyen est également soustrait à cette image moyenne de la nappe laser.
3. Par ailleurs, afin de diminuer l'impact du bruit de la caméra (réduction des irrégularités à petite échelle), les images sont filtrées (FIG. 2.32 (d)) par un filtre médian 9×9 ($\sim 0,3$ mm).

4. Pour déterminer la longueur de pénétration, un seuil d'intensité de 10 % est choisi. Ce dernier n'a que très peu d'influence sur la mesure de la longueur étant donné le fort gradient d'intensité cumulé au niveau du bout du spray (FIG. 2.32 (f)). Comme pour l'étude sur la phase liquide, les résultats sont moyennés à partir de 50 images avec une répétabilité de +/- 15 % (FIG. 2.34).

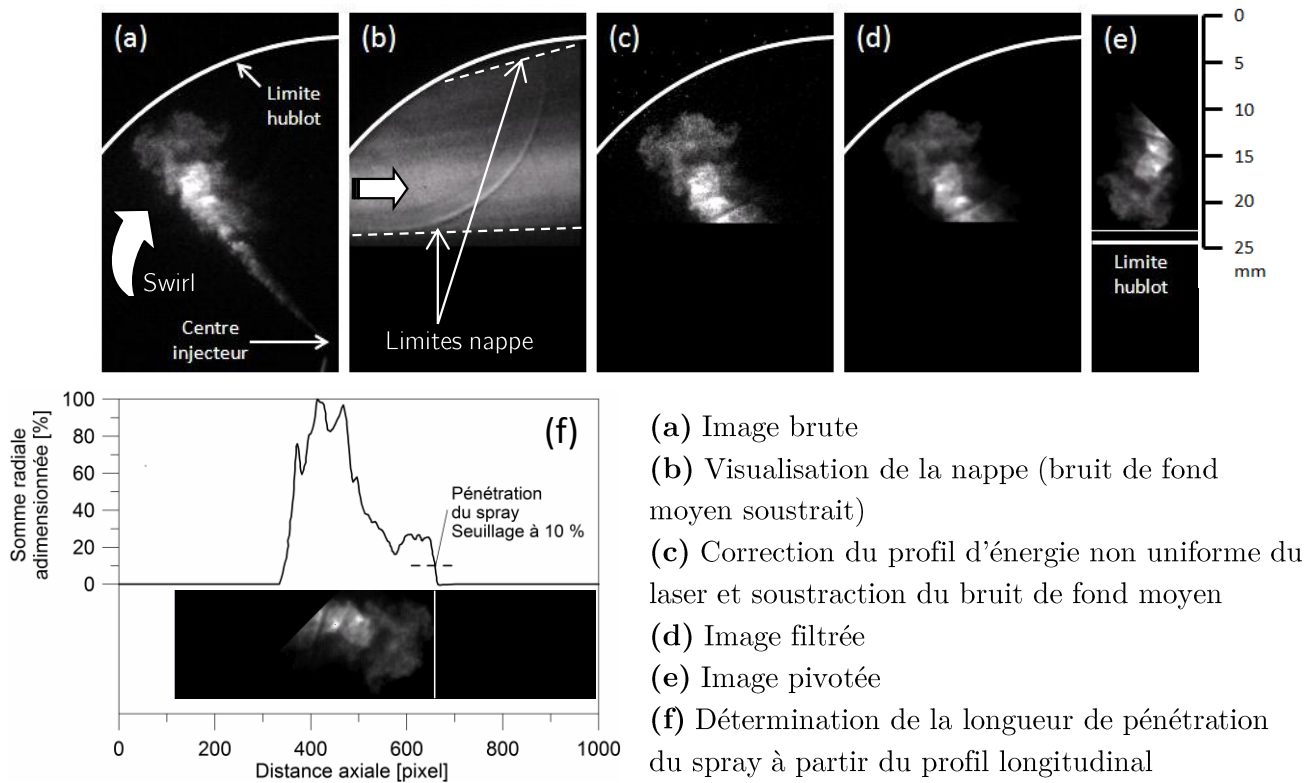


FIG. 2.32 : Étapes du traitement des images de PLIF toluène

L'obtention des longueurs de pénétration de la phase liquide (par diffusion de Mie) et du spray (par PLIF) permet d'identifier la partie liée à la phase vapeur (FIG. 2.33 et FIG. 2.34).

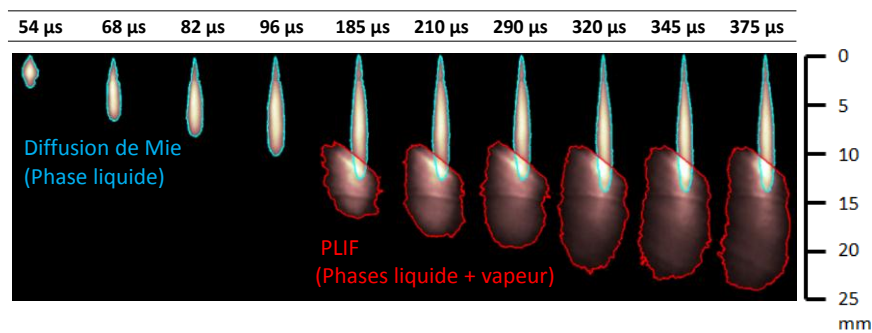


FIG. 2.33 : Évolution temporelle du spray – Superposition des images moyennes de diffusion de Mie et de PLIF toluène – *n*-Dodécane – $P_i = 130$ MPa

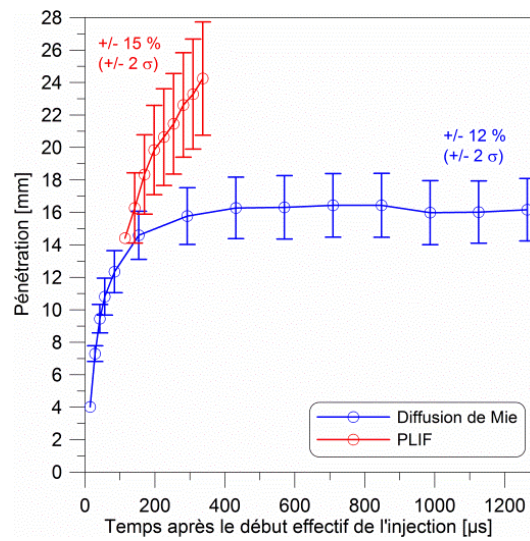


FIG. 2.34 : Répétabilité de l'évolution temporelle des longueurs de pénétration obtenues par diffusion de Mie et par PLIF Toluène

2.7 Caractérisation du développement de la combustion

La combustion Diesel a été caractérisée à partir du taux de dégagement de chaleur, de la visualisation directe de la flamme et de la chimiluminescence du radical OH. Ces diagnostics sont pertinents en première approche pour caractériser le procédé de combustion Diesel dans le cadre d'utilisation de nouveaux carburants, de nouvelles technologies ou de nouvelles stratégies de combustion [Mueller & Martin (2002), Pastor *et al.* (2011), Payri *et al.* (2011)].

2.7.1 Dispositif expérimental

L'étude a été menée dans le même moteur à accès optiques que lors des expériences précédentes de caractérisation du spray dans des conditions de vaporisation. La configuration du moteur est donc semblable à celle décrite dans la section 2.5.1, à l'exception :

- du piston qui a été remplacé par celui illustré par la FIG. 2.35 avec l'installation d'un cylindre totalement opaque. Le rapport volumétrique est désormais de 16,07.
- de l'injecteur équipé de la buse à 7 trous (Tableau 2.1) afin de garantir un comportement représentatif du taux de dégagement de chaleur.



FIG. 2.35 : Photo du piston à accès optiques utilisé pour les expériences en conditions de combustion

Pression cylindre

La pression cylindre a été enregistrée tous les 0,1 degré vilebrequin pour déterminer, d'après la première loi de la thermodynamique et de l'équation des gaz parfaits [Heywood, 1988] :

- le taux de dégagement de chaleur (FIG. 2.36) ;
- la température moyenne (FIG. 2.37) ;
- le délai d'auto-inflammation : dans cette étude, il correspond à l'intervalle de temps (en degré vilebrequin) entre l'instant de début de la commande de l'injecteur et le $CA5$ (angle du cycle pour lequel « 5 % » du carburant a brûlé) (FIG. 2.38) ;
- le « phasage de la combustion » : il est défini comme l'instant pour lequel « 50 % » du carburant a brûlé ($CA50$) (FIG. 2.38) ;
- la durée de combustion : elle est définie comme l'intervalle de temps entre lequel « 10 et 90 % » du carburant a brûlé ($CA1090$) (FIG. 2.38) ;
- et la pression moyenne indiquée (PMI).

Au préalable, les relevés de pression cylindre ont été moyennés sur 50 cycles et filtrés par ondelettes [Giansetti & Colin, 2006] afin d'éliminer le bruit à hautes fréquences et d'atténuer les ondes parasites.

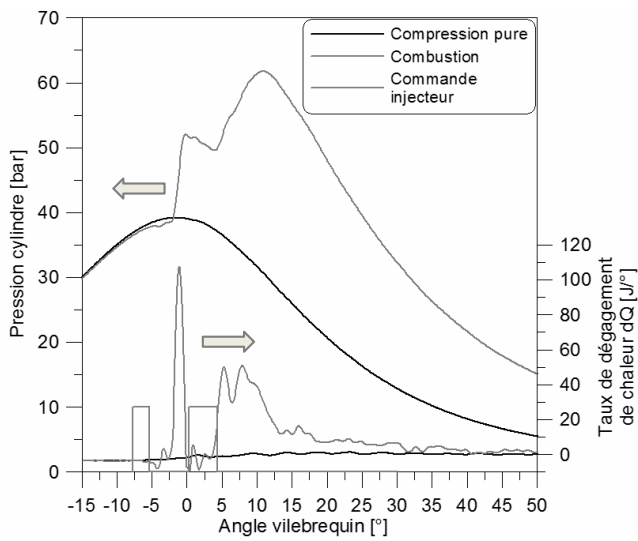


FIG. 2.36 : Évolution de la pression cylindre et du taux de dégagement de chaleur

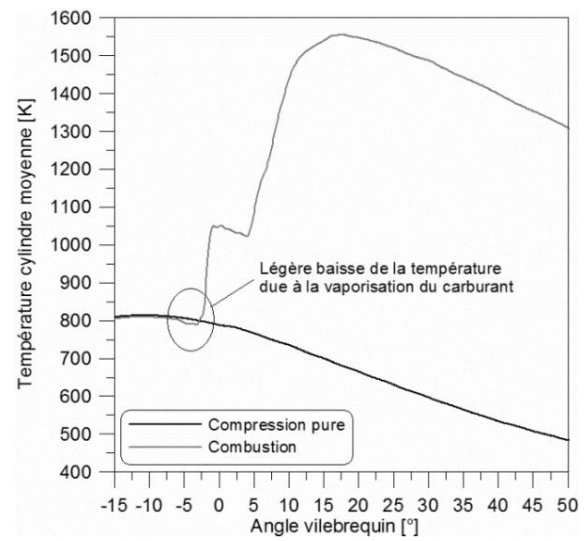


FIG. 2.37 : Évolution de la température cylindre moyenne

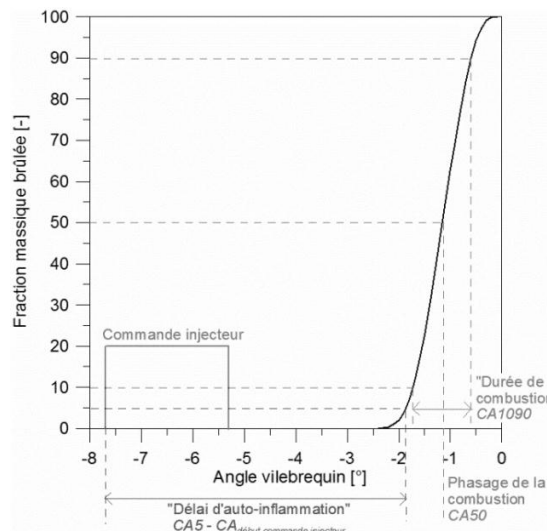


FIG. 2.38 : Fraction massique brûlée (taux de dégagement de chaleur cumulé et adimensionné) – Définition du « délai d'auto-inflammation », de la « durée de combustion » et du « phasage de la combustion »

Émission naturelle de la flamme

La luminosité naturelle de la flamme dans des conditions de combustion dites de diffusion (soit Diesel conventionnelle), intervenant après la phase de prémélange, provient essentiellement de l'incandescence des particules de suies à haute température (1400 – 2800 K) [Dec & Espey (1998), Mueller & Martin (2002)]. Ainsi, les images permettent d'observer les régions de fortes concentrations en particules de suies à haute température : position spatiale et distance par rapport à l'injecteur [Pickett & Siebers, 2006]. L'intensité de ce signal de rayonnement thermique dépend principalement de la température, de la concentration et de la taille (épaisseur liée à l'intégration

spatiale et la surface) de l'ensemble du volume de suie. Ainsi, les informations issues de cette technique de visualisation ont été interprétées uniquement de façon qualitative.

L'émission naturelle de la flamme a été enregistrée, par l'intermédiaire du hublot du piston (de 50 mm de diamètre) et du miroir à 45° (comme sur la FIG. 2.23) avec une caméra CCD 8 bits haute cadence (Photron® PowerView™ HS-2000) déclenchée avec la commande de l'injecteur. La caméra était munie d'un objectif Nikon 60 mm, $f/1,4$ et cadencée à 15 000 images/seconde ($\Delta t \approx 66,7 \mu\text{s}$, ou ~ 2 images par degré vilebrequin à $N = 1200 \text{ tr/mn}$) avec un temps d'exposition de $8,3 \mu\text{s}$ et une résolution spatiale de $256 \times 256 \text{ pixels}^2$ pour un grandissement de $4,9 \text{ pixels/mm}$. En fonction des carburants et des conditions de fonctionnement, l'ouverture du diaphragme de l'objectif a été ajustée afin que le capteur CCD soit à sa limite de saturation.

Chimiluminescence du radical OH

La chimiluminescence est une technique de visualisation basée sur l'acquisition de la lumière produite par une molécule qui retombe de son état excité vers des niveaux d'énergie plus faibles pendant la réaction chimique. La visualisation de la chimiluminescence de l'espèce intermédiaire de l'état excité de la molécule OH est un indicateur de la localisation de la flamme de diffusion [Higgins & Siebers, 2001]. En effet, les zones de réaction à haute température, proches de la stoechiométrie produisent naturellement une quantité significative du radical OH. L'apparition de ce signal de chimiluminescence dans l'axe du spray a permis de caractériser avec succès la distance d'accroche de la flamme (appelée longueur de '*lift-off*') [Higgins & Siebers, 2001] (FIG. 2.39 et FIG. 2.40).

La visualisation a été réalisée à l'aide d'une caméra ICCD 8 bits (Photron® Fastcam™ I² APX II) déclenchée avec la commande de l'injecteur, équipée d'un objectif Nikon 105 mm UV, $f/4,5$, et également cadencée à 15 000 images/seconde avec un temps d'exposition de $66,7 \mu\text{s}$ ainsi qu'une résolution et un grandissement identiques aux visualisations de l'émission naturelle de la flamme. Un filtre interférentiel centré à 307,1 nm (FWHM = 10 nm ; transmission au pic = 20 %) a été placé devant l'objectif pour recueillir le signal de chimiluminescence du radical OH (Musculus, 2003). Le gain de l'intensifieur a été ajusté afin d'utiliser au maximum la dynamique de la caméra.

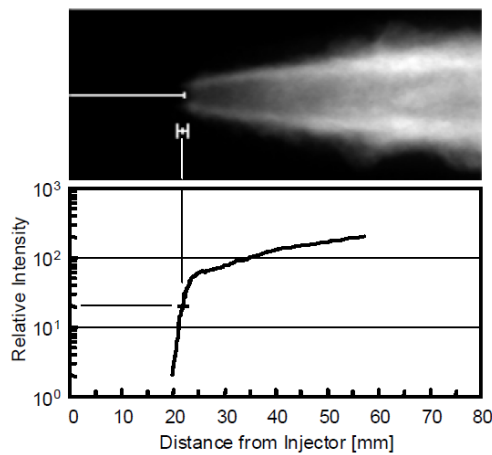


FIG. 2.39 : Distance de *lift-off* d'une image moyenne de chimiluminescence (310 nm) dans un environnement au repos [Higgins & Siebers, 2001]

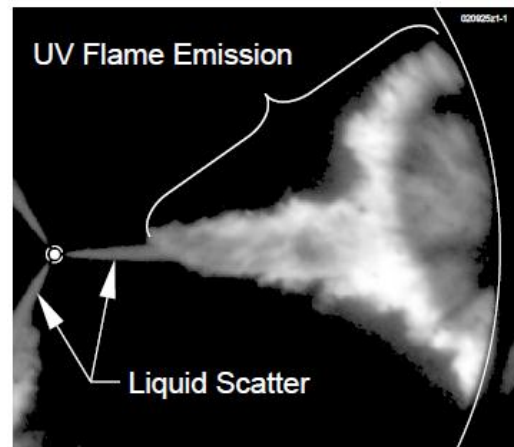


FIG. 2.40 : Application de la détermination de la distance de *lift-off* en condition moteur [Musculus, 2003]

2.7.2 Analyse des images

Pour chaque image, la distortion optique causée par la géométrie non-plane du hublot du piston (FIG. 2.35) a été corrigée par interpolation bicubique à partir d'une grille de calibration (FIG. 2.41).

Les images de combustion (suies et OH^*) ont été moyennées sur 20 séquences sans être significativement dégradées par le dépôt de particules de suies sur le hublot de piston. Chaque image a ensuite été intégrée spatialement sur tout le champ de visualisation (hublot du piston) pour suivre l'évolution de la combustion au cours du cycle moteur. Puis, ce signal de luminosité intégrée a été adimensionné par son maximum comme on peut le voir sur la FIG. 2.42, superposé au dégagement de chaleur. Les numéros indiqués sur les courbes correspondent aux visualisations (images moyennées) fournies par la FIG. 2.43. Les images de chimiluminescence OH^* sont présentées en niveaux de gris et les images de rayonnement des suies en niveaux de couleurs. Les axes longitudinaux des sprays, axes sur lesquels la phase liquide se propage, sont symbolisés par les traits discontinus blancs. On remarque que la faible dynamique de la caméra ne permet d'interpréter de manière détaillée le développement de la combustion et notamment d'obtenir des informations concernant la distance de *lift-off*.

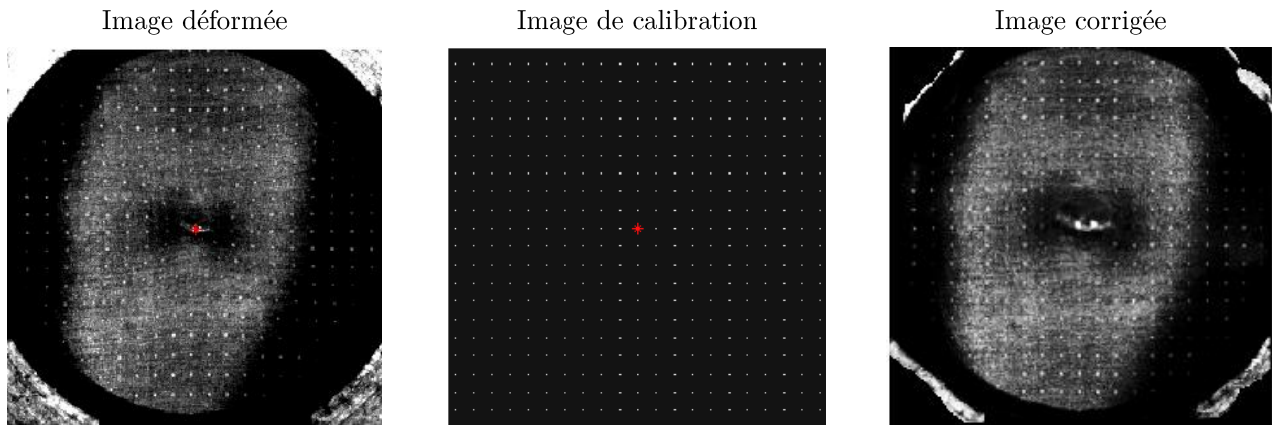


FIG. 2.41 : Correction des images due à la distorsion optique causée par la forme géométrique non-plane du piston

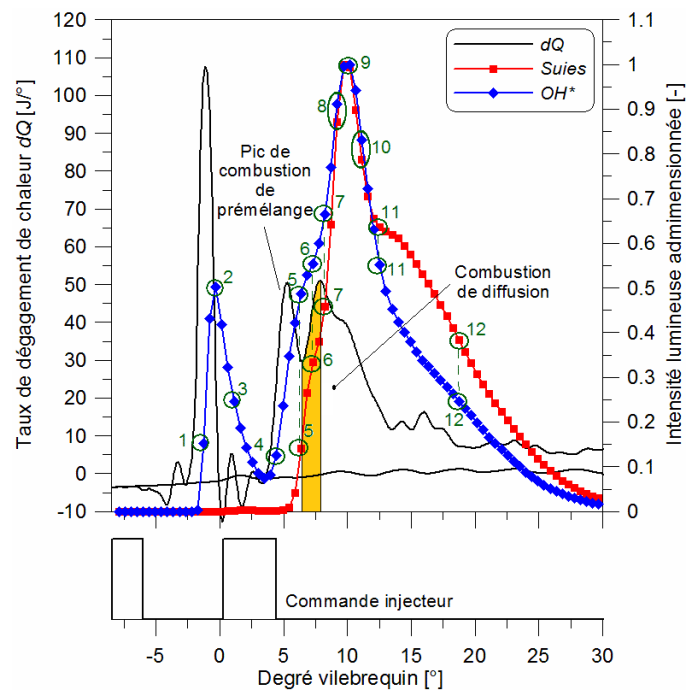


FIG. 2.42 : Intensités lumineuses intégrées spatialement et adimensionnées de la chimiluminescence OH^* et du rayonnement des suies en fonction de l'évolution dans le cycle moteur

Durant la première phase de combustion liée à la première injection (combustion de prémélange uniquement) et à la phase de prémélange de la seconde, aucun signal de suie n'a été décelé, indiquant son très faible taux de production et de la température relativement faible de la flamme. En revanche, lorsque la phase de combustion de diffusion démarre, l'émission naturelle due au rayonnement des suies augmente rapidement. On remarque que la zone de réaction intense et de très fort rayonnement des suies se situe du côté du spray où la phase vapeur a été entraînée par le *swirl* (FIG. 2.30 et FIG. 2.32).

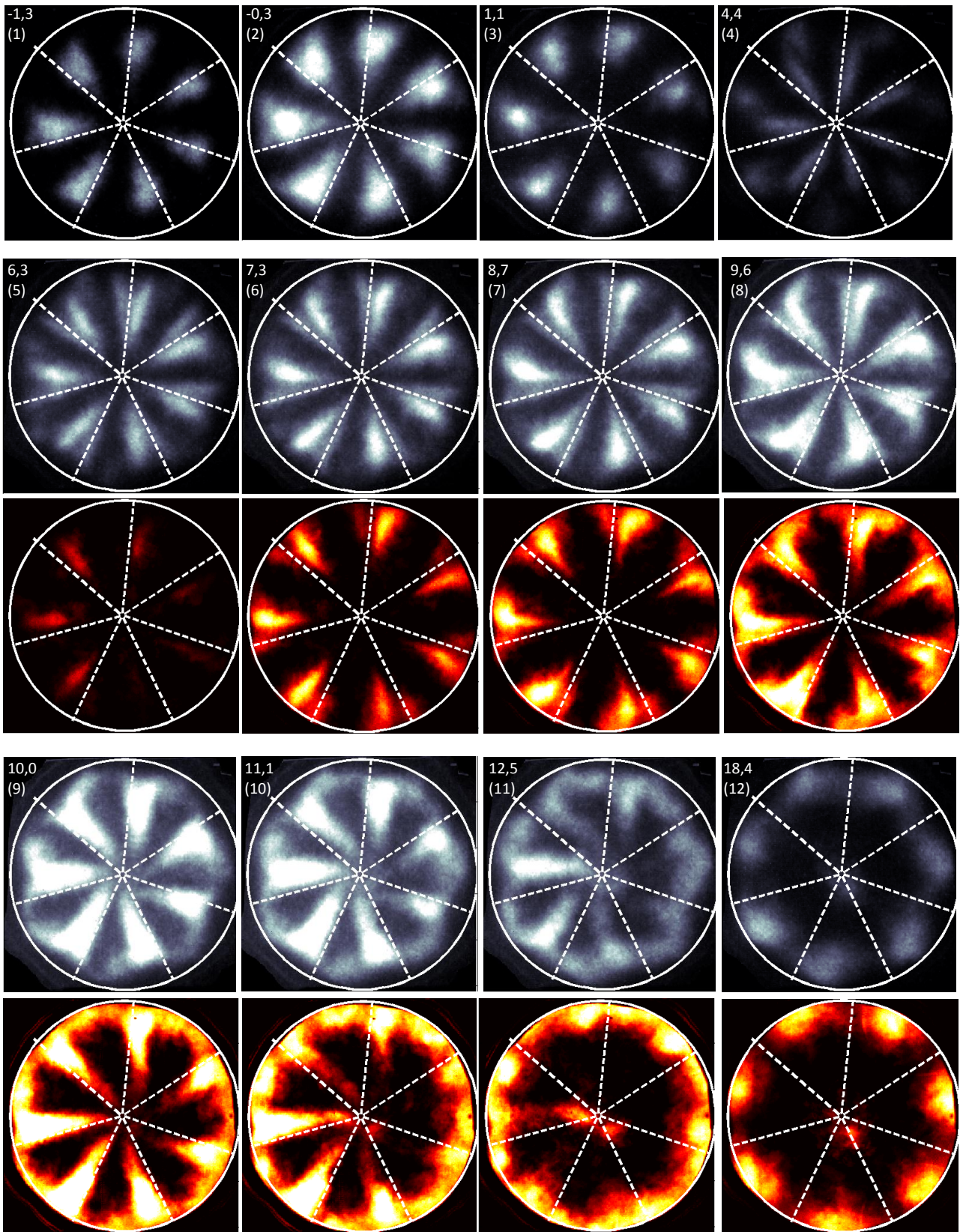


FIG. 2.43 : Séquence moyenne d'évolution de la combustion – Chimiluminescence OH* (niveaux de gris) – Rayonnement des suies (niveaux de couleurs) – Cas du *n*-Dodécane

La zone qui a été analysée dans cette étude est en jaune sur la FIG. 2.42. Elle correspond à la phase durant laquelle la combustion de diffusion est atteinte. Bien que la commande soit au niveau zéro, on montre que celui-ci continue de débiter du carburant en raison d’un délai de fermeture important comme remarqué dans la section 3.3.2 (voir aussi l’ANNEXE IV). Cela se confirme d’après l’image instantanée obtenue à $7,5^\circ$ après le PMH pour laquelle la phase liquide est visible (par diffusion de Mie de la lumière émise par la combustion). Cette zone d’intérêt a été choisie afin de pouvoir établir des liens avec les expériences précédentes, centrées sur le développement du spray.

Après la fermeture effective de l’injecteur, la luminosité de la flamme continue d’augmenter et semble « remonter » vers l’injecteur comme observé par Crua (2002) et Mueller & Martin (2002).

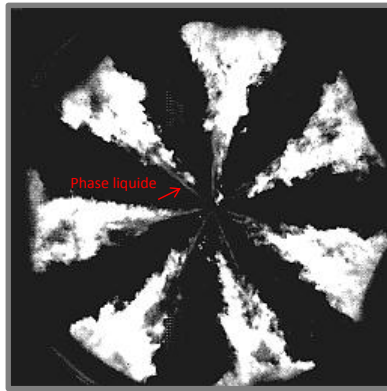


FIG. 2.44 : Image instantanée de visualisation des suies à $7,5^\circ$ après le PMH – La luminosité et le contraste ont été volontairement modifiés afin de mettre en valeur la phase liquide – Carb. « R »

2.8 Propriétés physico-chimiques des carburants étudiés

20 carburants, incluant deux hydrocarbures purs (*n*-Heptane et *n*-Dodécane) ont été testés tout au long de cette étude. Afin d’étudier l’influence des propriétés des carburants d’une manière mieux contrôlée, cette matrice de carburant a été construite dans le but d’isoler les effets de la masse volumique, de la viscosité, de la tension de surface, des caractéristiques de distillation et du nombre de cétane. Les carburants ont été produits à partir de mélanges d’hydrocarbures non-oxygénés par le groupe pétrolier Shell G.S. Les principales propriétés de ces carburants sont fournies dans l’ANNEXE V. Les FIG. 2.45 et FIG. 2.46 montrent le domaine de variation de la viscosité cinématique, de la masse volumique et des caractéristiques de distillation des différents carburants testés.

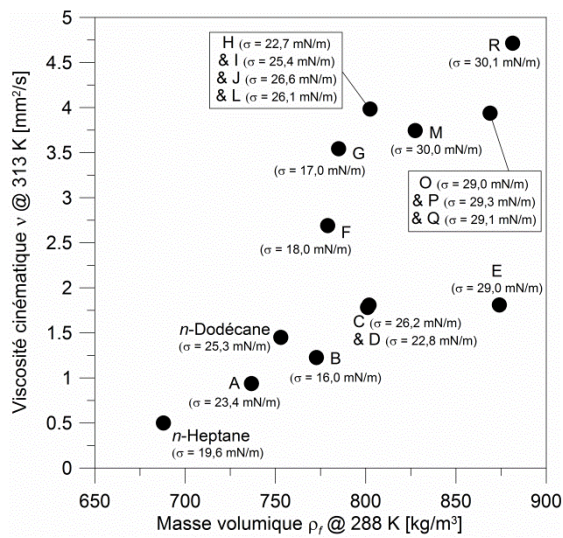


FIG. 2.45 : Viscosité en fonction de la masse volumique des carburants à P_{atm} . La tension de surface est indiquée entre parenthèses

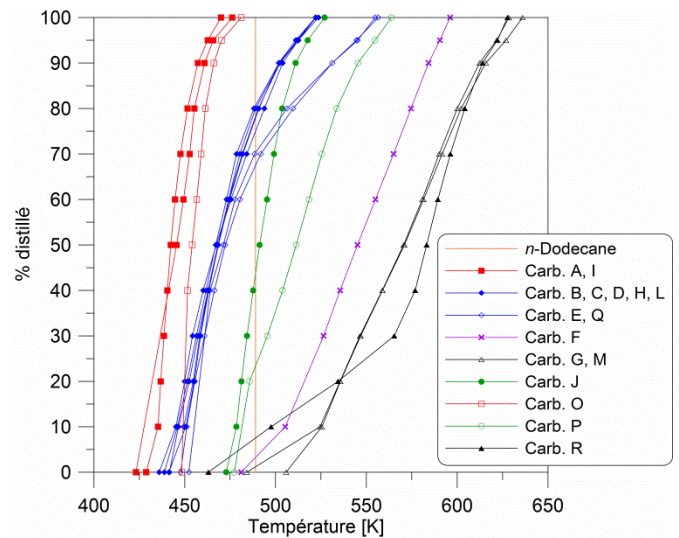


FIG. 2.46 : Courbes de distillation à P_{atm} des carburants de la matrice mesurées

Afin de prendre en compte l'évolution de la masse volumique et de la viscosité en fonction de la température, des corrélations ont été utilisées (ANNEXE V). Les évolutions de la masse volumique et de la viscosité en fonction de la température pour les carburants de la matrice sont représentées la FIG. 2.47.

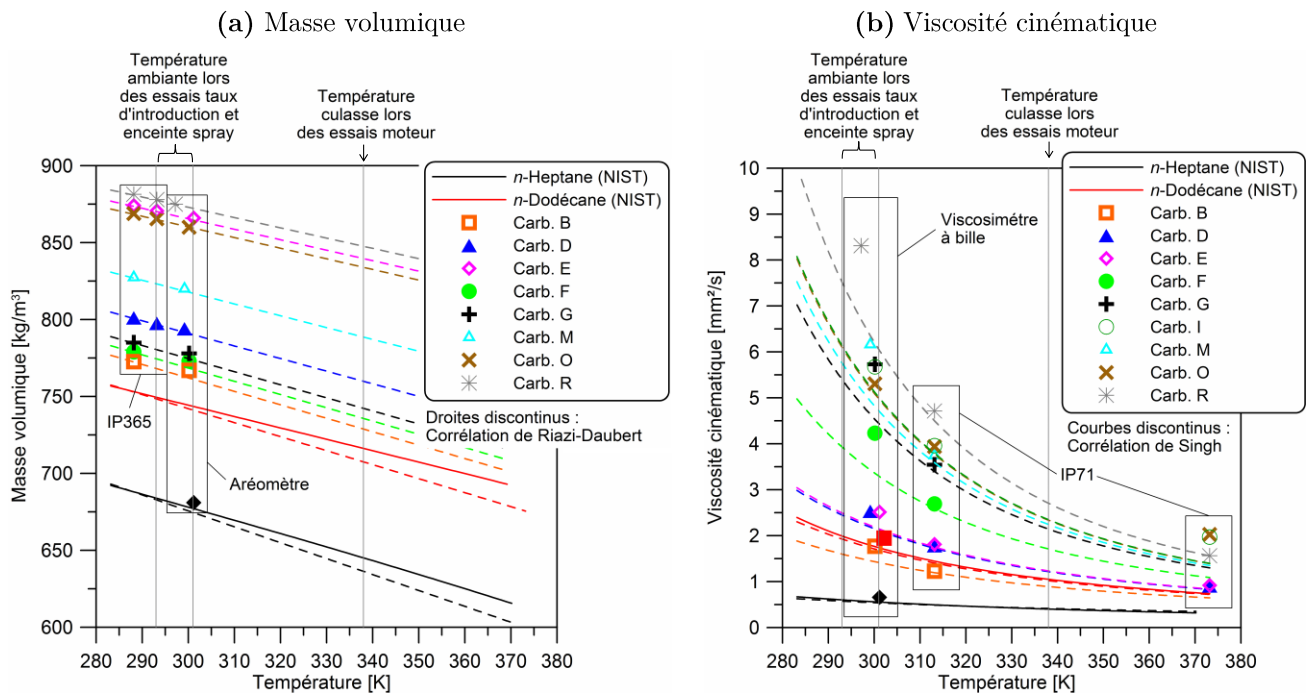


FIG. 2.47 : Évolution de la masse volumique (a) et de la viscosité (b) en fonction de la température pour les différents carburants de la matrice (à P_{atm})

2.9 Conclusion

Les moyens expérimentaux utilisés, leur principe de fonctionnement ainsi que les méthodes de traitement associées ont été présentés. La FIG. 2.48 les résume, indiquant les grandeurs extraites et les propriétés des carburants qui ont été étudiées.

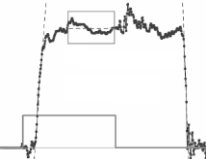
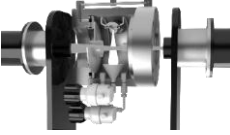
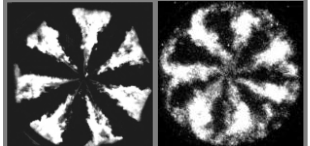
1 - Hydraulique de l'injecteur <i>Mesure du taux d'introduction à partir d'une pression dynamique (méthode Bosch)</i>		
	Grandeurs caractérisées Débit masse / Coefficient de décharge Nombre de Reynolds / Cavitation Délais d'ouverture et de fermeture Moment initial / Vitesse initiale	Propriétés des carburants considérées Masse volumique Viscosité cinématique
2 – Développement macroscopique du spray (conditions de non-vaporisation) <i>Visualisation par absorption avec une caméra rapide dans une enceinte pressurisée</i>		
	Grandeurs caractérisées Angle à $S/2$ Longueur de pénétration Mélange air – carburant	Propriétés des carburants considérées Masse volumique Viscosité cinématique Tension de surface
3 – Granulométrie locale du spray (conditions de non-vaporisation) <i>Mesure par diffraction laser dans une enceinte pressurisée</i>		
	Grandeurs caractérisées Régimes d'atomisation Distribution granulométrique Diamètre moyen de Sauter	Propriétés des carburants considérées Masse volumique Viscosité cinématique Tension de surface
4 – Développement du spray (conditions de vaporisation) <i>Visualisation par diffusion de Mie et par PLIF – Toluène dans un moteur à accès optiques</i>		
	Grandeurs caractérisées Pénétration liquide Pénétration vapeur	Propriétés des carburants considérées Masse volumique Viscosité cinématique Volatilité
5 – Développement de la combustion <i>Visualisation du rayonnement naturel de la flamme et chimiluminescence OH^* dans un moteur à accès optiques</i>		
	Grandeurs caractérisées Dégagement de chaleur Zones de formation des suies Zones de réaction intense	Propriétés des carburants considérées Indice de cétane Volatilité Teneur en aromatique

FIG. 2.48 : Récapitulatif des différentes expériences mises en place, des grandeurs caractérisées et des propriétés des carburants étudiées

CHAPITRE 3

Influence des propriétés physiques des carburants sur le taux d'introduction

Dans ce chapitre, après avoir listé les carburants caractérisés ainsi que les conditions expérimentales, les résultats expérimentaux sont présentés en trois parties :

- les conditions en amont de l'injecteur et notamment en interprétant le signal de la pression tube afin d'étudier les fluctuations de pression en régime quasi-stationnaire.
- les phases transitoires dans le cas d'une seule injection. Les délais d'ouverture et de fermeture de l'injecteur ont été caractérisés.
- la phase quasi-stationnaire de l'injection, lorsque le débit maximum est atteint. Cette dernière phase a été plus approfondie en raison de sa dépendance moins importante vis-à-vis de la technologie de l'injecteur, contrairement aux phases transitoires. Dans cette étude, il a été question de caractériser le débit masse, l'évolution du coefficient de décharge, la vitesse débitante et le moment initial ainsi que l'apparition de la cavitation. Une corrélation est proposée afin d'estimer le coefficient de décharge en fonction des conditions de fonctionnement et des propriétés des carburants, ici la masse volumique et la viscosité cinématique.

3.1 Carburants employés et conditions expérimentales

11 carburants ont été caractérisés au cours des expériences de taux d'introduction. Ce sont le *n*-Heptane, le *n*-Dodécane, les carburants « B, C, D, E, F, G, H, M » et « R ». Pour ces carburants, la masse volumique varie de 688 à 881 kg/m³ (augmentation de 28 %), la viscosité de 0,5 à 4,7 mm²/s à P , T standards.

Les expériences se sont déroulées à la température de la pièce (297 K +/- 4 K). La contre-pression P_b , a été variée de 1 à 5 MPa, sauf pour le *n*-Dodécane et pour le carburant « F » pour lesquels elle a été augmentée jusqu'à 9 MPa. Pour chaque contre-pression, la pression d'injection, P_i , a été variée de 30 à 180 MPa. Ces conditions expérimentales représentent une grande partie du champ de fonctionnement des moteurs Diesel actuels. Le temps de commande de l'injecteur a été fixé à 2000 μ s et les séquences ont été reproduites 100 fois. La fréquence d'injection a été réglée à 1 Hz pour permettre aux ondes de pression dans l'appareil « *Injection Analyzer* » et dans le tuyau en amont de l'injecteur, d'être complètement amorties.

3.2 Fluctuations de la pression tube

La FIG. 3.1 présente l'évolution temporelle de la pression dans le tube en amont de l'injecteur pour respectivement 30 MPa et 180 MPa de pression d'injection.

Ces courbes montrent que lorsque la pression d'injection croît, les amplitudes des fluctuations de pression augmentent. A 30 MPa, l'amplitude maximale pic à pic des oscillations ne dépasse pas ~ 4.5 MPa et il n'y a pas de différence notable entre les carburants. A 180 MPa, les amplitudes des oscillations évoluent en fonction des carburants. L'amplitude est maximale pour le *n*-Heptane avec des variations de pression jusqu'à 12 MPa en début d'injection et minimale pour le carburant « R » : 10 MPa en début d'injection, suivi d'un amortissement très rapide.

Le Tableau 3.1 classe les carburants de la plus forte amplitude à la plus faible d'après le zoom de la FIG. 3.1 (b). D'après ce classement, l'amplitude des oscillations de pression est fortement liée à la viscosité du fluide : plus la viscosité est importante plus les amplitudes sont faibles : la viscosité amortit les oscillations de pression. Ce phénomène se retrouve dans le modèle de fluctuation de pression réalisé par Ubertini (2006), appliqué à un système d'injection Diesel. Il cite que les effets

visqueux sont prédominants sur l'atténuation des ondes de pression, devant les effets de densité (et ainsi de compressibilité) et à un ordre bien inférieur à la conduction thermique.

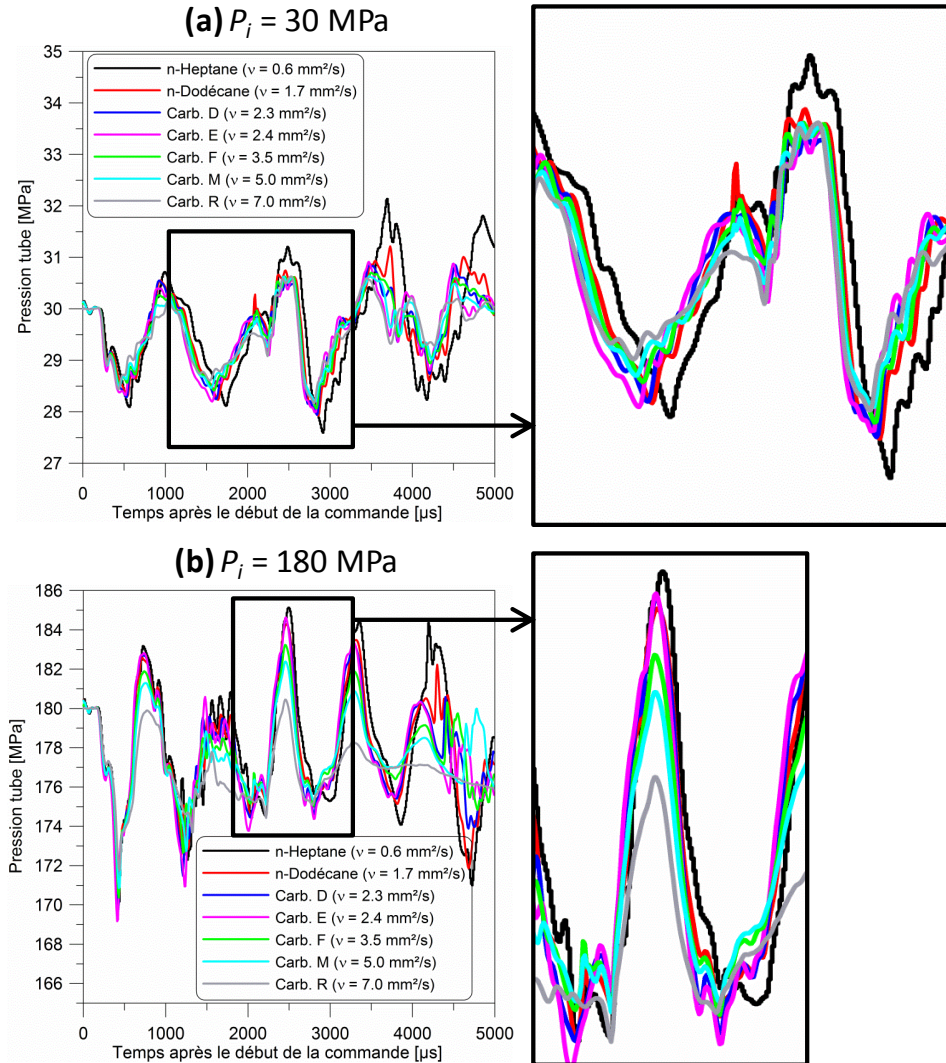


FIG. 3.1 : Fluctuation de la pression tube pour les carburants – $P_i = 30$ MPa (a) et $P_i = 180$ MPa (b)

Tableau 3.1 : Classement des amplitudes de fluctuation de la pression tube en fonction des carburants d'après le zoom de la FIG. 3.1 (b)

			ν [mm ² /s]
Amplitude la plus forte ↓ Amplitude la plus faible	9,8 MPa	<i>n</i> -Heptane	0,6
	9,0 MPa	<i>n</i> -Dodécane - Carb. « D » et « E »	1,7 - 2,3 et 2,4
	7,1 MPa	Carb. « F »	3,5
	6,2 MPa	Carb. « M »	5,0
	4,7 MPa	Carb. « R »	7,0

En comparant les trois carburants suivants, le *n*-Dodécane, le « D » et le « E », la masse volumique (de 742 à 869 kg/m³) et le *bulk modulus* (900 à 1700 MPa) n'ont pas d'impact significatif sur la fluctuation de la pression d'injection.

La raison pour laquelle les différences entre les carburants s'amplifient à mesure que la pression croît peut s'expliquer par l'évolution de la viscosité des carburants en fonction de la pression [Xuan *et al.* (2006), Paton & Schaschke (2009)]. La viscosité augmente exponentiellement pour les niveaux de pression rencontrés dans la rampe commune. De plus, les écarts de viscosité entre les carburants s'amplifient à mesure que la pression s'élève et ainsi se retrouve sur l'amplitude des oscillations de pression.

En ce qui concerne la vitesse du son, qui en théorie modifie la vitesse de propagation des ondes et donc leurs fréquences, aucune distinction significative ne peut se faire entre les carburants mis à part une période légèrement plus longue pour le *n*-Heptane (en raison de sa vitesse du son plus faible, *c.f.* FIG.-A V-I dans l'ANNEXE V).

Selon Seykens *et al.* (2004), la fréquence principale des oscillations est de 850 Hz. Elle correspond à la fréquence d'une onde stationnaire dans un conduit fermé d'un côté (ici l'injecteur) et ouvert à un volume infini de l'autre (ici la rampe). La fréquence mesurée d'après les courbes ci-dessus varie de ~ 900 à ~ 1250 Hz pour respectivement 30 et 180 MPa de pression quel que soit le carburant. Ces valeurs sont donc très proches de celle de Seykens *et al.*. De plus, il est normal d'obtenir une augmentation de la fréquence de ces oscillations car la vitesse du son croît avec la pression.

Éventuelles conséquences de ces fluctuations de pression

D'après Seykens *et al.* (2004), les oscillations de la pression rail entraînent les fluctuations de débit à l'ordre le plus faible (basses fréquences) quelle que soit la pression d'injection. La FIG. 3.2 l'illustre où on peut apprécier le lien entre les fluctuations de pression et les fluctuations de débit. Une augmentation de la viscosité aurait donc l'effet de « lisser » le débit en raison d'une pression d'injection moins fluctuante.

Cependant, avec notre système d'injection, bien que les effets de la fluctuation de pression puissent être aperçus à faible pression d'injection sur le taux d'introduction (FIG.-A I-II), ce n'est plus apparent à haute pression d'injection (FIG.-A I-IV), où la viscosité a un impact notable sur les fluctuations de pression d'injection. En effet, malgré l'augmentation de l'amplitude des fluctuations avec la pression d'injection, leur importance diminue par rapport au niveau de la pression d'injection : premièrement, car le débit est fonction de la racine carrée de la pression;

deuxièmement, l'amplitude des fluctuations représente $\sim 15\%$ de la pression d'injection à 30 MPa, et $\sim 6.7\%$ au maximum à 180 MPa.

Il est également suspecté que les fluctuations de pression seraient une source de perturbation supplémentaire intervenant lors de cavitation et l'atomisation primaire du jet, influençant ainsi le développement du spray [Elkotb (1982), Bachalo (2000), Ubertaini (2006)].

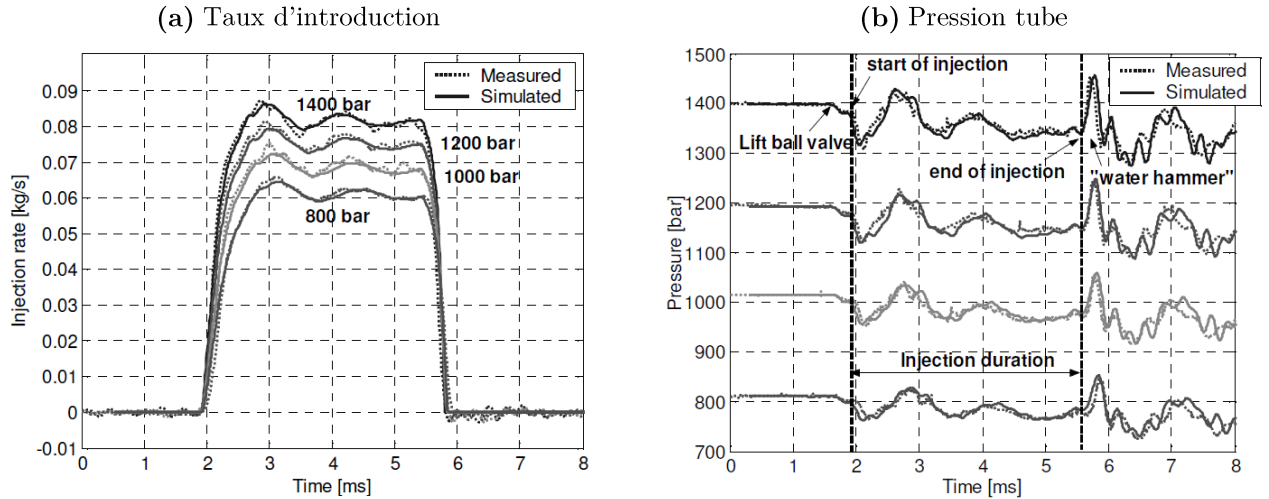


FIG. 3.2 : Taux d'introduction (a) et pressions tube (b) mesurés et simulés pour différentes pressions d'injection [Seykens *et al.*, 2004]

3.3 Phases transitoires

3.3.1 Délai d'ouverture

Influence de la viscosité sur le délai à l'ouverture

Selon la FIG.-A IV-I, les différences entre les carburants sur le délai d'ouverture sont uniquement visibles à faibles pression d'injection (30 MPa). D'après la FIG. 3.3, le délai d'ouverture diminue progressivement de 30 à 60 MPa, et se stabilise ensuite jusqu'à 180 MPa entre 213 et 250 μ s environ.

D'après la FIG. 3.4, à 30 MPa, les carburants *n*-Dodécane, « D » et « E », indiquent que la masse volumique (de 742 à 869 kg/m³) n'a pas d'influence significative sur le délai d'ouverture.

Les carburants, *n*-Heptane, l'ensemble (*n*-Dodécane, « D » et « E »), le « F », le « M » et le « R » montrent qu'augmenter la viscosité engendre des délais d'ouverture plus longs. Il y a $\sim 90\ \mu$ s de

différence entre le *n*-Heptane et le carburant « R ». Ce phénomène a déjà été constaté par d'autres auteurs [Grimaldi & Postrioti (2000), Kim *et al.* (2007), Kim *et al.* (2008), Desantes *et al.* (2009)], bien que les technologies d'injecteur soient différentes (injecteurs solénoïdes).

De plus, les propriétés des carburants n'influencent pas significativement la phase de croissance du débit car les pentes à l'ouverture sont semblables (levée d'aiguille et montée en pression dans le sac similaires).

Pour tenter d'expliquer l'effet de la viscosité sur l'ouverture de l'injecteur, on peut concevoir que la vidange des chambres de commande va réagir de la même manière que l'orifice de l'injecteur. C'est-à-dire que l'effet de la viscosité s'atténue lorsque la pression d'injection croît, par augmentation du taux de turbulence (nombre de Reynolds) et de ce fait par une diminution des pertes par frottement visqueux (*c.f.* section 3.4.1).

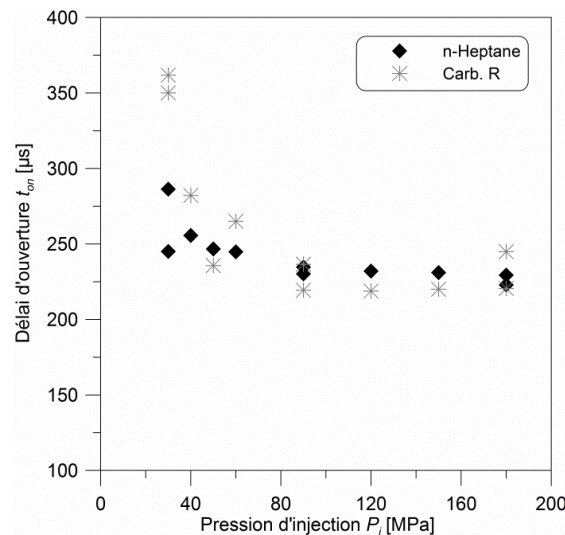


FIG. 3.3 : Évolution du délai d'ouverture en fonction de la pression d'injection

Éventuelles conséquences de cette modification du délai d'ouverture

Un écart de 90 μs peut être considéré comme négligeable sur le phasage de l'injection. En effet, il correspond à un changement $0,54^\circ$ vilebrequin pour un moteur à 1000 tr/mn et $0,81^\circ$ pour un moteur à 1500 tr/mn. De plus, pour ces deux régimes la pression d'injection est d'ores et déjà supérieure à 30 MPa.

A iso-durée de commande de l'injecteur, cet effet viscosité sur le délai d'ouverture entraîne une diminution de la quantité de carburant injectée, notamment pour les injections de très courtes durées.

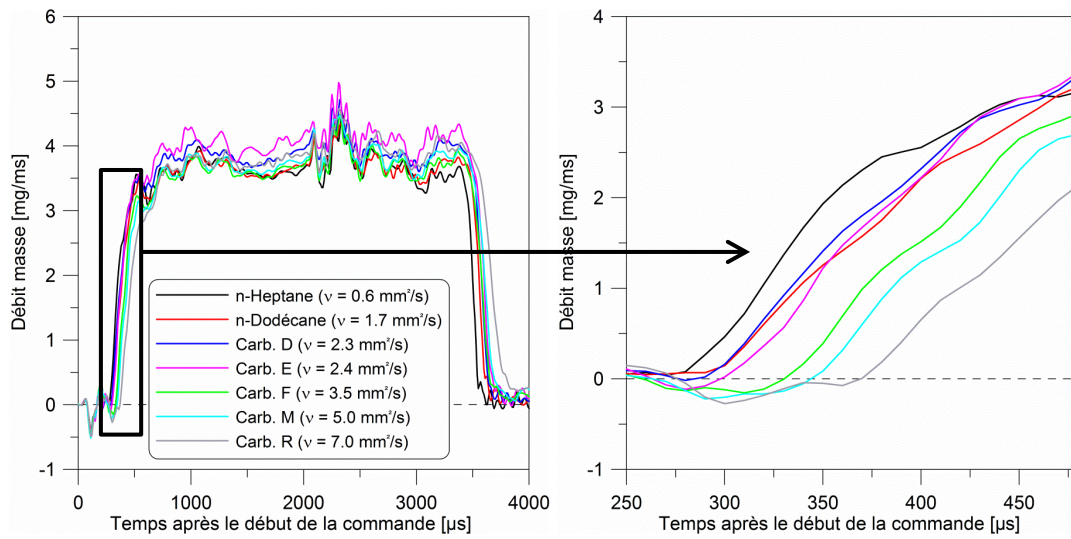


FIG. 3.4 : Délai d'ouverture de l'injecteur pour différents carburants – $P_i = 30$ MPa

3.3.2 Délai de fermeture

Influence de la viscosité et de la densité sur le délai à la fermeture

La FIG. 3.5 représente l'évolution du délai à la fermeture en fonction de la pression d'injection pour mettre en évidence respectivement l'effet de la masse volumique (a) (à viscosité quasi-constante) et de la viscosité (b) pour un temps de commande de 2000 μ s.

D'après ces deux graphiques, le délai à la fermeture augmente rapidement en fonction de la pression d'injection de 30 à 60 MPa. Ensuite, il se stabilise ou augmente avec une pente plus faible pour certains carburants (« G » et « R »). Ce comportement est lié à la mécanique de fonctionnement de l'injecteur qui est fonction du tarage des ressorts et aux équilibres des pressions.

De 30 à 50 MPa de pression d'injection, les différences entre les carburants sur la fermeture de l'injecteur sont très faibles. A partir de 60 MPa, des écarts se forment entre les carburants et se maintiennent ou augmentent jusqu'à 180 MPa. Ces résultats montrent que le délai à la fermeture est fonction à la fois de la viscosité FIG. 3.5 (b), mais aussi de la masse volumique FIG. 3.5 (a). Le délai augmente non-linéairement lorsque ces deux propriétés augmentent.

La FIG.-A IV-I dévoile que l'effet des propriétés des carburants dépend aussi du temps de commande. En effet, pour de faibles temps de commande le carburant « R » a un délai plus court que le *n*-heptane, contrairement à la FIG. 3.5. Lorsque le temps de commande augmente, le délai du « R » augmente plus rapidement que celui du *n*-heptane. A noter qu'à 30 MPa, 250 μ s de temps de

commande, l'injecteur ne s'ouvre pas pour le « R » car il y a superposition d'un délai d'ouverture trop long et d'un délai de fermeture trop court.

Les causes de ces évolutions sont liées aux mouvements des parties internes de l'injecteur, mal connus et qui ne font pas l'objet de cette étude. Les différentes propriétés des carburants ne modifient pas la diminution du débit à la fermeture car les pentes sont similaires.

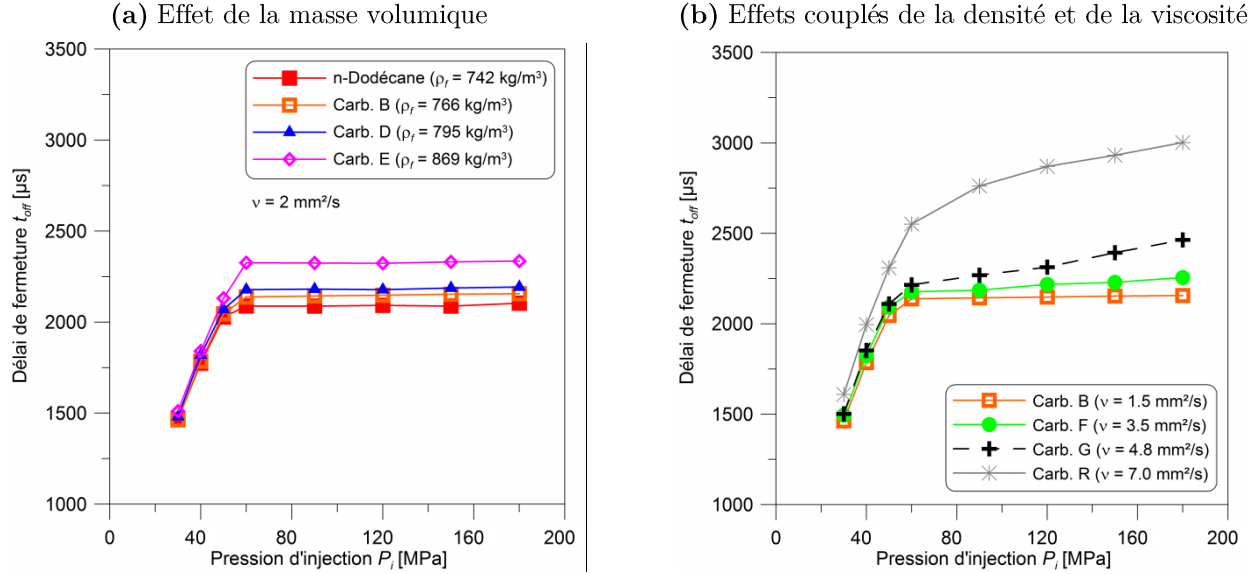


FIG. 3.5 : Influence de la densité (a) et du couplage densité/viscosité (b) sur le délai de fermeture – $t_i = 2000 \mu s$

3.4 Phase quasi-stationnaire

3.4.1 Coefficient de décharge et débit masse

Dans cette partie, les résultats expérimentaux de l'effet de la masse volumique et de la viscosité sur l'évolution du coefficient de décharge sont étudiés et analysés à partir du tracé du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds. Une analogie au diagramme de Moody est proposée et deux types de corrélation issus de la littérature sont évalués afin de représenter au mieux les résultats expérimentaux.

Influence de la masse volumique sur le coefficient de décharge

La FIG. 3.6 (a) représente l'évolution du coefficient de décharge en fonction de la différence de pression. Les carburants ont été sélectionnés afin d'étudier l'effet de la masse volumique à deux niveaux de viscosité. Premièrement, l'effet de la masse volumique pour une viscosité de 2 mm²/s (+/- 0.5 mm²/s) est représenté avec le *n*-Dodécane et les carburants « B, D » et « E ». Pour ces carburants, la masse volumique augmente de 742 à 869 kg/m³. Deuxièmement, l'effet de la masse volumique pour une viscosité de 5 mm²/s (+/- 0.1 mm²/s) est représenté avec les carburants « G » et « M ». Pour ces carburants, la masse volumique augmente de 778 à 820 kg/m³. L'erreur relative maximale sur la mesure du coefficient de décharge y est indiquée.

D'après la FIG. 3.6 (a), le coefficient de décharge augmente en fonction de la différence de pression. Cette tendance est représentative de l'écoulement dans une buse équipée d'orifices coniques convergents. Elle indique la capacité de l'orifice conique à limiter l'effet de la cavitation sur le coefficient de décharge [Benajes *et al.*, 2004].

Cette figure révèle qu'il n'y a pas d'impact significatif de la masse volumique et de la compressibilité des carburants sur le coefficient de décharge pour les deux niveaux de viscosité.

Influence de la viscosité sur le coefficient de décharge

La FIG. 3.6 (b) présente l'effet de la viscosité sur le coefficient de décharge, pour les carburants *n*-Heptane, *n*-Dodécane, « F », « M » et « R ». Pour ces carburants, la viscosité varie de 0,6 à 7,0 mm²/s, alors que la masse volumique varie de 683 à 876 kg/m³. Comme indiqué par la FIG. 3.6 (a), la masse volumique n'a pas d'influence significative sur le coefficient de décharge ; les différences observées sur la FIG. 3.6 (b) sont donc attribuées à l'influence de la viscosité.

Pour des différences de pression inférieures à 60 MPa, le coefficient de décharge diminue lorsque la viscosité augmente. L'effet s'amplifie à mesure que la différence de pression diminue. De 60 MPa jusqu'à 180 MPa, tous les carburants ont un coefficient de décharge similaire, indiquant que la viscosité n'a plus d'effet significatif.

Ces observations sont similaires à celles de Soteriou *et al.* (2006) obtenues à partir de tendances données par un modèle d'écoulement, ajusté sur l'évolution expérimentale du C_d en fonction de la ΔP pour un carburant à température ambiante ($\sim 25^\circ\text{C}$). Leurs courbes indiquent que l'effet de la température (et donc de la viscosité) est plus prononcé à faibles pressions d'injection (10 MPa) qu'à 60 MPa et 100 MPa. Ces deux dernières pressions d'injection affichent un coefficient de décharge quasi-constant en fonction de la température (et donc de la viscosité). Ce modèle sera comparé dans

la suite à nos résultats expérimentaux puisqu'il semble pouvoir représenter l'effet de la viscosité sur le C_d .

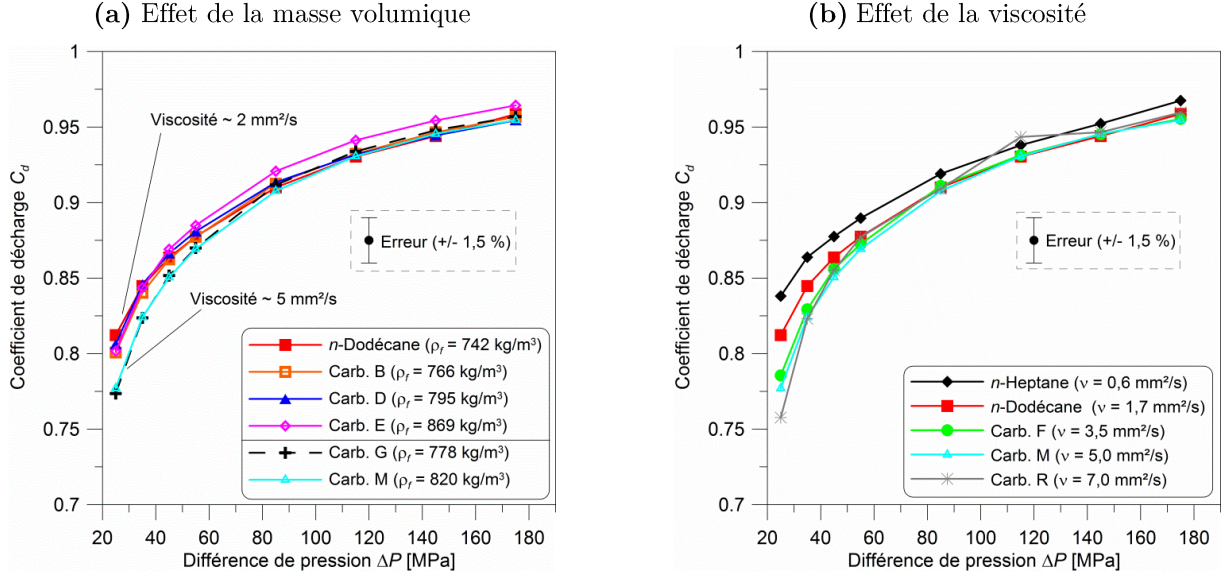


FIG. 3.6 : Effet de la masse volumique (a) et de la viscosité (b) sur l'évolution du coefficient de décharge en fonction de la différence de pression – $P_b = 5$ MPa

« Quantification » de l'effet de la viscosité sur le coefficient de décharge

Afin de « quantifier » l'effet de la viscosité sur le coefficient de décharge, les différents carburants sont comparés au *n*-Heptane (qui a la viscosité la plus faible et le coefficient de décharge le plus élevé).

La variation relative du coefficient de décharge des différents carburants comparée à celui du *n*-Heptane est exprimée par l'EQ. 3.1. Les résultats sont tracés sur la FIG. 3.7 en fonction de la viscosité pour toutes les différences de pression. Les erreurs relatives maximales sur la mesure du C_d ainsi que sur l'estimation de la viscosité sont indiquées.

$$C_d \text{ relatif Carburant}_i = \frac{C_d \text{ carburant}_i - C_d \text{ nHeptane}}{C_d \text{ nHeptane}} \times 100 \quad \text{EQ. 3.1}$$

Le coefficient de décharge décroît quand la viscosité augmente comme observé sur la FIG. 3.5 (b). Ce comportement est d'autant plus important que la différence de pression est faible. A 25 MPa, le coefficient de décharge chute de 10 % lorsque la viscosité augmente de 0,6 à 7,0 mm²/s. Pour une différence de pression de 35 MPa, le coefficient de décharge baisse de 5 %, 3 % à 45 MPa, 2 % à 55 MPa. La baisse devient inférieure à 1 % pour des pressions supérieures et se situe dans l'erreur de

mesure. De plus, il semblerait que l'effet de la viscosité tend vers un palier pour les viscosités les plus fortes.

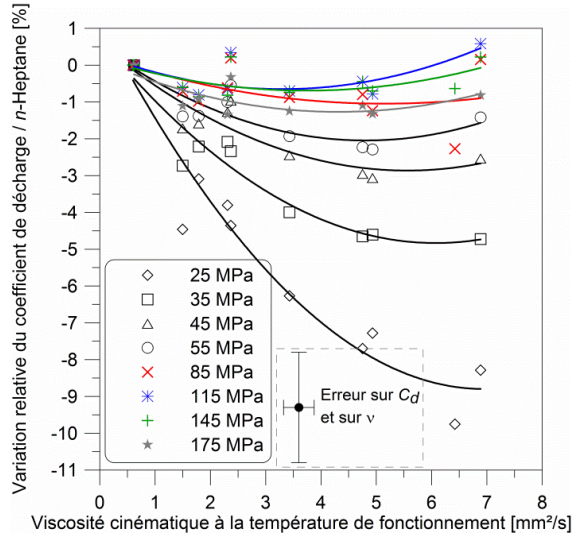


FIG. 3.7 : Changement relatif du coefficient de décharge des carburant par rapport à celui du *n*-Heptane en fonction de la viscosité – $P_i = 30$ à 180 MPa – $P_b = 5$ MPa

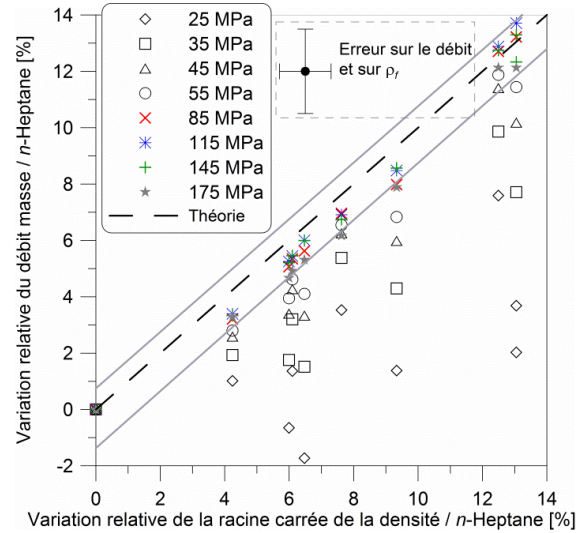


FIG. 3.8 : Variation relative du débit masse en fonction de la variation relative de la racine carrée de la densité par rapport au *n*-Heptane – $P_i = 30$ à 180 MPa – $P_b = 5$ MPa

« Quantification » de l'effet de la masse volumique sur le débit masse

Selon les équations EQ. 2.2 et EQ. 2.3, en terme de propriétés des carburants, le débit masse effectif ne devrait être fonction que de la masse volumique, puisque la viscosité n'a plus d'influence significative sur le coefficient de décharge pour des différences de pression comprises entre 85 MPa et 175 MPa.

La FIG. 3.8 présente la variation relative du débit masse en fonction de la variation relative de la racine carrée de la masse volumique, tous deux par rapport au *n*-Heptane. Ces variations relatives sont calculées suivant le même principe que l'EQ. 3.1. Le trait discontinu représente l'évolution théorique du débit masse en fonction de la racine carrée de la masse volumique sans considération des pertes de charge. Les erreurs relatives maximales sur la mesure du C_d ainsi que sur l'estimation de la masse volumique sont indiquées.

D'après ce graphique, à partir de 85 MPa de différence de pression, l'augmentation relative du débit masse de carburant en fonction de l'augmentation relative de la racine carrée de la masse volumique suit l'évolution théorique dans un intervalle de $-1,5\%$ à $+0,5\%$ environ par rapport à la droite théorique (intervalle représenté par deux droites discontinues). Dans ces conditions de

fonctionnement, le débit masse de carburant est exclusivement fonction de la masse volumique. Celui-ci est proportionnel à la racine carré de la masse volumique comme stipulé par l'équation EQ.

2.3. 28 % d'augmentation de la masse volumique conduite à 13 % d'augmentation du débit masse.

Pour des différences de pression inférieures à 85 MPa, en considérant l'effet de la viscosité sur le coefficient de décharge, le débit masse décroît. On retrouve une diminution maximale du débit masse de 10 %, qui est liée à une chute du C_d de 10 % en raison de l'effet de la viscosité.

Il y a donc une très bonne correspondance entre l'expression du débit masse par le théorème de Bernoulli simplifié (couplé à l'équation de continuité) et nos résultats expérimentaux, lorsque la variable masse volumique du carburant est modifiée et que la viscosité n'intervient plus sur le C_d .

Impact du nombre de Reynolds sur le coefficient de décharge

Dans le but de comprendre l'effet de la viscosité sur le coefficient de décharge, celui-ci est représenté FIG. 3.9 en fonction du nombre du Reynolds pour plusieurs carburants de 25 à 175 MPa de différences de pression. Le graphe du bas, propose une représentation en échelle logarithmique pour une comparaison plus appropriée avec le diagramme de Moody (FIG.-A VI-I). Les courbes d'isopressions d'injection ont été ajoutées (en trait discontinus noirs) ainsi que le régime de transition ($2000 < Re < 3000$) séparant le régime laminaire au régime turbulent. Ces valeurs de régime de transition sont typiques d'écoulements établis rencontrés dans des conduites et des orifices [Lefebvre (1989), Faeth *et al.* (1995)].

D'après cette figure pour un carburant donné, le comportement du coefficient de décharge est identique que ce soit en fonction du Reynolds qu'en fonction de la différence de pression (FIG. 3.6) qui a pour effet de faire croître la vitesse dans l'orifice et donc le nombre de Reynolds.

Ensuite, chaque carburant se positionne à différentes gammes de nombre de Reynolds, dépendamment de leur masse volumique et de leur viscosité. Toutefois, la viscosité a un impact plus important que la masse volumique sur le nombre de Reynolds. D'après son expression, le nombre de Reynolds est inversement proportionnel à la viscosité et inversement proportionnel à la racine carré de la masse volumique, qui est comprise dans le calcul de la vitesse de Bernoulli (pour une différence de pression donnée). De plus, la vitesse (donc le nombre de Reynolds) est réduite à cause des effets visqueux sur le coefficient de décharge à faible pression d'injection (EQ. 2.7). Par ailleurs, le facteur de variation de la viscosité est bien plus important que celui de la masse volumique (FIG. 2.45). Le fait que la masse volumique n'ait pas une influence significative sur le nombre de Reynolds par

rapport à la viscosité permet éventuellement d'expliquer son peu d'impact sur le coefficient de décharge.

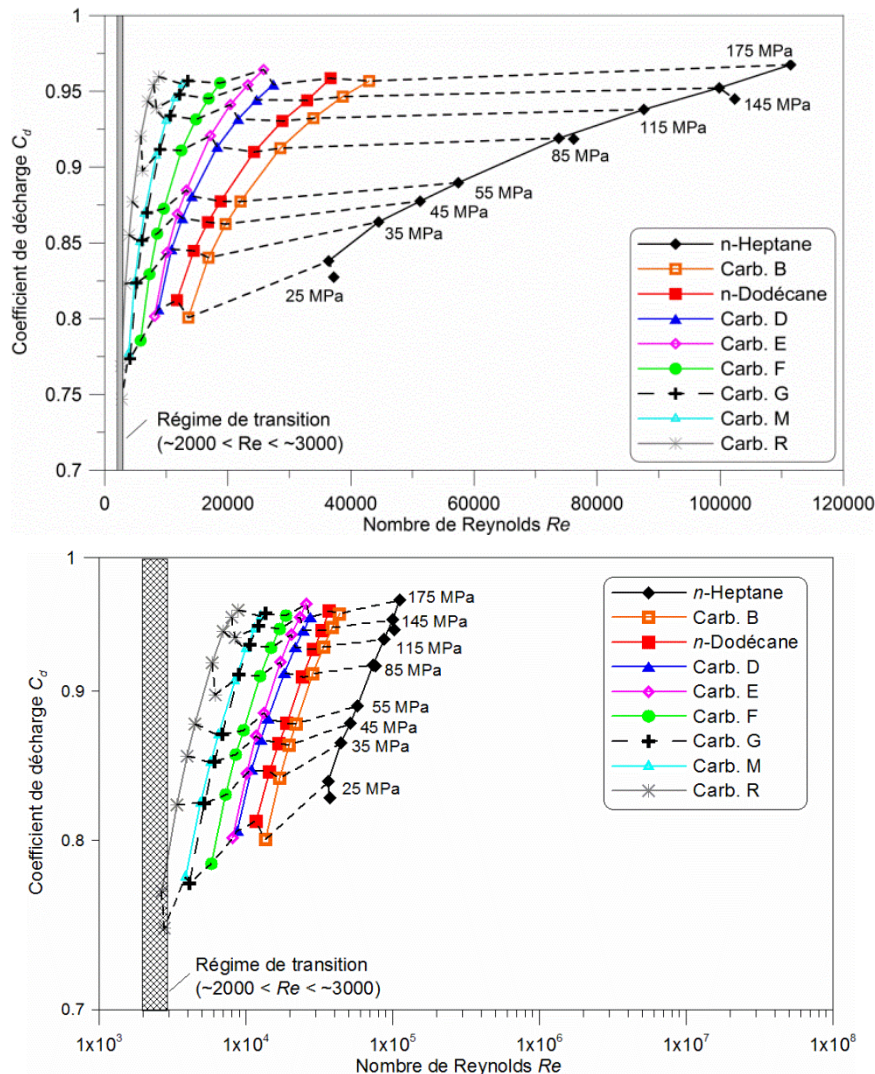


FIG. 3.9 : Évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds pour plusieurs carburants
– $P_i = 30$ à 180 MPa – $P_b = 5$ MPa

D'après notre méthode de calcul du Re (EQ. 2.6), tous les carburants subissent un régime d'écoulement turbulent à l'exception du carburant « R » qui est dans le régime de transition pour une différence de pression de 25 MPa.

Enfin, à iso-Reynolds le C_d croît lorsque la différence de pression et la viscosité augmentent (à un second ordre, lorsque la masse volumique augmente). A iso-différence de pression (traits discontinus) le C_d augmente avec le Reynolds pour de faibles différences de pression (nettement visible à 25 MPa). Pour de plus fortes différences de pression, le C_d est quasi-constant en fonction du Re .

Le fait que le C_d augmente avec le Re s'apparente à la réduction du coefficient de frottement lorsque le taux de turbulence croît. De plus, cela pourrait expliquer l'amenuisement de l'effet de la viscosité avec la pression d'injection : les forces inertielles prennent le dessus sur les forces de viscosité.

Une analogie avec le diagramme de Moody (FIG.-A VI-I), représentant l'évolution du coefficient de frottement visqueux en fonction du Re , est donc tentante afin d'expliquer l'effet de la viscosité sur le C_d mais s'avère insuffisante.

En effet, en fonction du Re les différents carburants ne forment pas une simple courbe : à iso-Reynolds, le C_d évolue. Cela s'interprète comme une variation du rapport ε/d (rugosité / diamètre) dans le diagramme de Moody en fonction de la viscosité des carburants et de la pression d'injection. Cependant, ce paramètre est purement géométrique et donc constant.

De la même façon, à 25 MPa de différence de pression, où l'effet de la viscosité est le plus prononcé, le Re varie de 2700 pour le carburant « R » à 37000 pour le n -Heptane. D'après le diagramme de Moody, qui représente les évolutions du coefficient de frottement en fonction du Re , dans cette même plage de Reynolds, le coefficient de frottement diminue avant d'atteindre une asymptote également. Cela se traduit par une augmentation du coefficient de décharge comme observée sur la FIG. 3.9. On retrouve bien le même comportement entre l'évolution du coefficient de décharge dans notre injecteur et l'évolution du coefficient de frottement dans le diagramme de Moody.

Cette interprétation est toutefois contestable puisque nos résultats montrent que l'effet de la viscosité s'estompe lorsque la pression d'injection augmente, ce que ne prédit pas le diagramme de Moody. De plus, bien que le nombre de Reynolds augmente avec la pression d'injection, il reste compris dans la gamme inférieure à 37000, là où la viscosité a encore un impact significatif à 25 MPa.

Il est donc assez difficile de faire une analogie complète entre le diagramme de Moody et les résultats expérimentaux. Pour expliquer ces phénomènes plusieurs hypothèses sont envisageables (classées par ordre hypothétique d'importance) :

1. Les conditions à l'entrée des orifices, tout particulièrement pour des orifices courts comme ceux des buses d'injecteur, donnent naissance à des écoulements dont la couche limite n'est pas entièrement développée (ANNEXE VI). La longueur de la région d'entrée, c'est-à-dire la longueur à partir de laquelle la couche limite est entièrement développée, augmente en fonction du nombre de Reynolds, comme le stipule l'EQ.-A VI-IX (déterminée

expérimentalement sur des conduits cylindriques), ainsi les pertes de charge le long de l'orifice diminuent. Cela pourrait également expliquer l'augmentation du C_d en fonction du Re à 30 MPa de différence de pression. Toutefois, nos résultats montrent peu de dépendance du C_d en fonction du Re pour des différences de pression supérieures à 55 MPa, bien que les gammes de variation du nombre de Reynolds soient comparables (donc à priori même région d'entrée et même coefficient de frottement). D'autres effets doivent donc intervenir.

2. L'apparition de poches de cavitation au niveau des parois de l'orifice avec l'augmentation de la pression d'injection pourrait interférer avec l'effet de la viscosité (modification du frottement fluide-paroi).
3. Une mauvaise définition du nombre de Reynolds (règle de similitude non adaptée) : la vitesse, le diamètre et la viscosité utilisés dans cette étude sont ceux au niveau de la section de sortie, ce qui n'est pas forcément représentatif de l'état du fluide tout au long de l'orifice. En réalité, le nombre de Reynolds varie constamment le long de l'orifice : le diamètre, la pression, la température évoluent (par cisaillement et frottement), et donc la viscosité ainsi que la vitesse de l'écoulement. De plus, le fluide ne peut plus être considéré comme incompressible (ce qui est le cas dans le diagramme de Moody).
4. On peut s'interroger sur la non-dépendance des coefficients de pertes de charge singulières k (EQ.-A VI-VIII) en fonction de la pression d'injection et éventuellement de la viscosité. A iso- Re , le Cd croît quand la pression d'injection et la viscosité augmentent, ce qui pourrait signifier que les pertes de charge singulières diminuent en fonction de la pression d'injection et de la viscosité.
5. Enfin, les pertes de charge dans l'injecteur en amont de la buse pourraient avoir un effet sur le coefficient de décharge ainsi la rhéologie dans la buse (structures tourbillonnaires) (*c.f.* section 1.2).

Selon la FIG. 3.7, il semblerait que le C_d atteigne un palier pour les plus fortes viscosités et notamment en ce qui concerne le carburant « R ». D'après la FIG. 3.9, ce fluide, dans nos conditions, se rapproche du régime de transition. Dans ce régime, le coefficient de friction diminue lorsque le nombre de Reynolds décroît (FIG.-A VI-I), ce qui devrait se répercuter par une augmentation du C_d . Une autre raison liée à la surestimation du débit mesuré quand la viscosité augmente (ANNEXE IV) pourrait expliquer ce phénomène.

Corrélations pour l'estimation du coefficient de décharge

Deux types de corrélations / modèles ont été évalués afin de représenter les évolutions du C_d en fonction de la différence de pression, en considérant l'influence de la viscosité. Il s'agit de la corrélation empirique définie par Payri *et al.* (2009) et du modèle d'écoulement introduit par Soteriou *et al.* (2006) reposant sur une analyse physique simple du calcul des pertes de charge.

Corrélation empirique de type Payri *et al.*

Cette corrélation proposée dans le but de considérer l'influence de la viscosité sur le coefficient de décharge est basée sur celle définie par Payri *et al.* (2009), prenant à l'origine en compte la géométrie de l'orifice (diamètre de sortie, conicité). Le diamètre de sortie et la conicité, AR , sont remplacés par nos variables c'est-à-dire la viscosité et la différence de pression. Elle s'écrit :

$$C_d = C'_d + K1 \cdot v^a \cdot \Delta P^b - \frac{K2 \cdot v^c \cdot \Delta P^d}{Re_{th}^e} \quad \text{EQ. 3.2}$$

Avec w en mm^2/s à la température de fonctionnement et ΔP en MPa. Le nombre de Reynolds est calculé d'après son expression théorique (EQ. 2.6) en considérant la vitesse théorique.

Les valeurs des huit coefficients C'_d , $K1$, $K2$, a , b , c , d et e sont obtenues en minimisant la somme des carrés des erreurs entre la corrélation et les valeurs expérimentales.

Les valeurs des coefficients sont données dans le Tableau 3.2. L'erreur maximale sur le C_d est d'environ +/- 2 % sur 98 points. La corrélation a été validée pour une contre-pression de 5 MPa et peut-être extrapolée avec précaution pour des écoulements turbulents non-cavitants.

Tableau 3.2 : Corrélation de type Payri *et al.* pour l'estimation du coefficient de décharge - Valeurs des coefficients

C'_d	$K1$	$K2$	a	b	c	d	e
1	-5,26	-400	-0,06	-0,73	-0,74	-0,51	0,54

Les résultats obtenus avec la corrélation sont tracés sur la FIG. 3.10 en comparaison avec les résultats expérimentaux. Le nombre de Reynolds en abscisse est corrigé en multipliant sa valeur théorique par le coefficient de décharge calculé, dans le but de prendre en compte les pertes de vitesse.

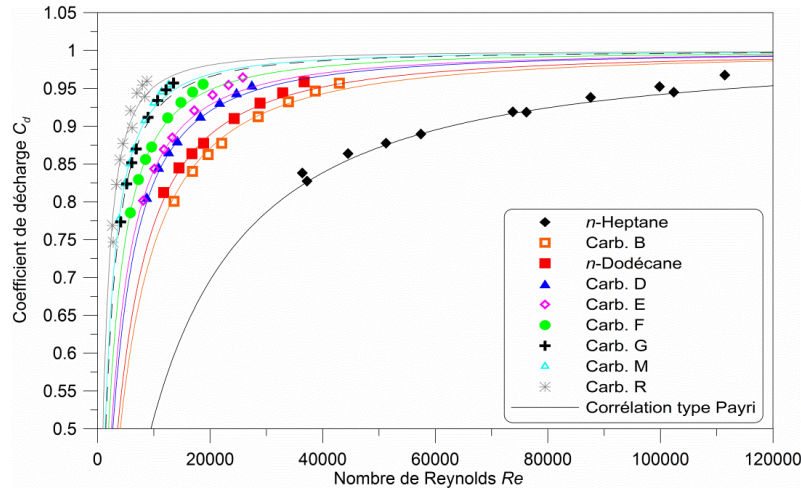


FIG. 3.10 : Coefficient de décharge expérimental et estimé en fonction du nombre de Reynolds
 – $P_i = 30$ à 180 MPa, $P_b = 5$ MPa

Modèle d'écoulement de Soteriou et al.

Comme cité précédemment, le modèle d'écoulement utilisé par Soteriou *et al.* (2006) présente un potentiel intéressant puisqu'il semble pouvoir représenter les tendances de l'effet de la viscosité (dans l'étude de Soteriou *et al.* par l'intermédiaire de l'influence de la température du fluide). Toutefois, celui-ci n'a pas été confronté à des résultats expérimentaux, ce que nous proposons d'établir.

Le calcul du coefficient de décharge (EQ. 3.3) fait intervenir les pertes de charge. Elles s'écrivent comme la somme des pertes de charge singulières et des pertes de charge linéaires (EQ. 3.4) [Soteriou *et al.*, 2006] avec K_1 et K_2 , les coefficients de pertes de charge singulières et linéaires à optimiser. L'écriture de l'EQ. 3.3 impose que $C_a = 1$.

$$C_d = \sqrt{\frac{\Delta P - \Delta P_{charges}}{\Delta P}} \quad \text{EQ. 3.3}$$

$$\Delta P_{charges} = \frac{1}{2 \times \rho_f \times K_1^2 \times A_0^2} \times \dot{m}_{th}^2 + v \times K_2 \times \dot{m}_{th} \quad \text{EQ. 3.4}$$

L'optimisation des constantes K_1 et K_2 révèle que l'association de ce modèle écrit sous cette forme avec l'ensemble de nos résultats expérimentaux (FIG. 3.6) n'est pas possible. Cela montre la difficulté de vouloir corréler des résultats expérimentaux avec un modèle d'écoulement reposant sur des principes physiques de base. L'utilisation des formules de calcul des pertes de charge fournies dans l'ANNEXE VI (EQ.-A VI-II, EQ.-A VI-V, EQ.-A VI-VII) amène à la même conclusion, renforçant l'argumentation.

Proposition d'une corrélation empirique basée sur le modèle d'écoulement de Soteriou et al.

Nous nous proposons de calculer la perte de charge de manière empirique avec l'ajout de nouveaux coefficients à l'EQ. 3.4. En réalisant l'optimisation des coefficients K_1 et K_2 pour chacun des carburants de la FIG. 3.6, nous nous sommes aperçus que :

- les valeurs du coefficient K_1 sont très élevées, tel que le rapport entre le premier et le second terme de l'EQ. 3.4 est inférieur à 10^{-3} . Ainsi, le premier terme peut être négligé.
- le coefficient K_2 peut s'écrire de la forme : $K_2 = A \cdot \nu^B$ comme explicité par la FIG. 3.11.

La comparaison entre cette adaptation du modèle (empirique) de Soteriou *et al.* et la corrélation empirique de type Payri *et al.* avec les résultats expérimentaux est présentée sur la FIG. 3.12. Les deux carburants affichant le C_d le plus faible (Carb. « R ») et le plus élevé (*n*-Heptane) sont tracés. Avec huit coefficients d'optimisation, la corrélation de type Payri permet de mieux représenter les résultats expérimentaux que le modèle de Soteriou *et al.* adapté (deux constantes A et B d'optimisation incluses dans K_2). Néanmoins, la corrélation de type Payri *et al.*, ne permet pas de représenter parfaitement les observations de l'effet de la viscosité faites précédemment : notamment le C_d du carburant « R » est légèrement surestimé à 25 MPa et ce dernier affiche des différences avec le *n*-Heptane pour les différences de pression les plus élevées, contrairement aux résultats expérimentaux.

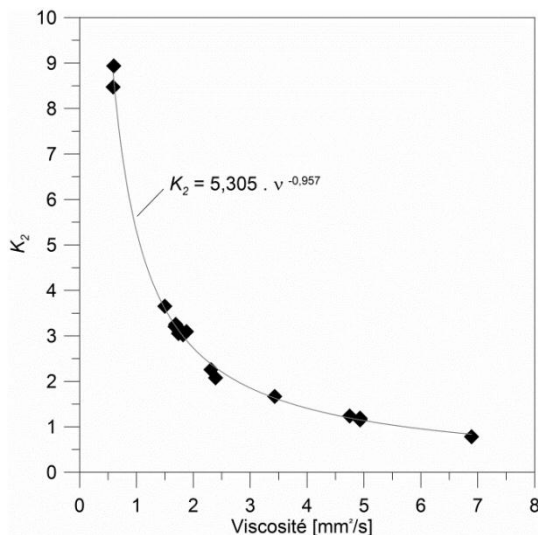


FIG. 3.11 : Évolution du coefficient K_2 en fonction de la viscosité

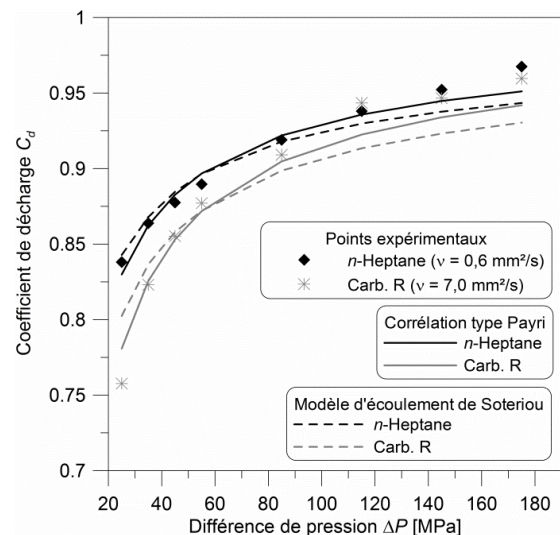


FIG. 3.12 : Comparaison entre la corrélation de type Payri *et al.* et le modèle de Soteriou *et al.*

Pour améliorer l'estimation du C_d , le modèle de Soteriou *et al.* est donc une nouvelle fois légèrement modifié avec l'ajout de deux nouvelles constantes d'optimisation afin de mieux calquer les résultats expérimentaux en fonction de la ΔP , tel que :

$$\Delta P_{charges} = C.v^D \times m_{th}^{E.v+F} \quad \text{EQ. 3.5}$$

Les valeurs des coefficients sont listées dans le Tableau 3.3, avec v exprimée en mm^2/s , le débit en mg/ms et ΔP en MPa.

Tableau 3.3 : Corrélation sur le coefficient de décharge d'après le modèle de Soteriou *et al.* adapté - Valeurs des coefficients

C	D	E	F
6,007	0,141	-0,051	0,833

D'après la FIG. 3.13, cette modification du modèle de Soteriou *et al.* permet avec deux fois moins de coefficients d'optimisation que la corrélation de type Payri *et al.* (quatre contre huit) de mieux représenter les phénomènes observés.

L'erreur maximale sur le C_d est d'environ $\pm 1\%$ sur la gamme complète de différence de pression (98 points) pour une contre-pression de 5 MPa.

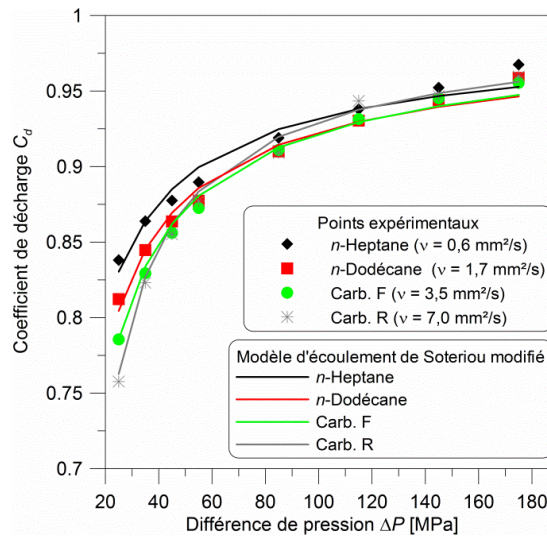


FIG. 3.13 : Comparaison entre le modèle de Soteriou *et al.* modifié et les résultats expérimentaux pour plusieurs carburants

3.4.2 Vitesse débitante et moment initial du spray

L'évolution de la vitesse débitante dans la section de sortie de l'orifice est représentée sur la FIG. 3.14 en fonction de la différence de pression. Trois faisceaux de courbes sont identifiables correspondant à différentes gammes de masse volumique des carburants (respectivement 683, 742-795 et 820-876 kg/m³). D'après l'EQ. 2.5, la vitesse débitante est inversement proportionnelle à la racine carrée de masse volumique des carburants : ~ 28 % d'augmentation de la masse volumique entraine une réduction de ~ 12 % de la vitesse débitante.

Par ailleurs, la vitesse débitante a été calculée en admettant que la section de sortie de l'orifice est pleinement remplie par le carburant ($C_a = 1$). Ainsi, la vitesse débitante est réduite pour les plus faibles différences de pression lorsque la viscosité augmente. On montre que pour cette contre-pression de 5 MPa, la cavitation n'a pas effet sur le coefficient de décharge (section 3.4.3). L'hypothèse est donc raisonnable.

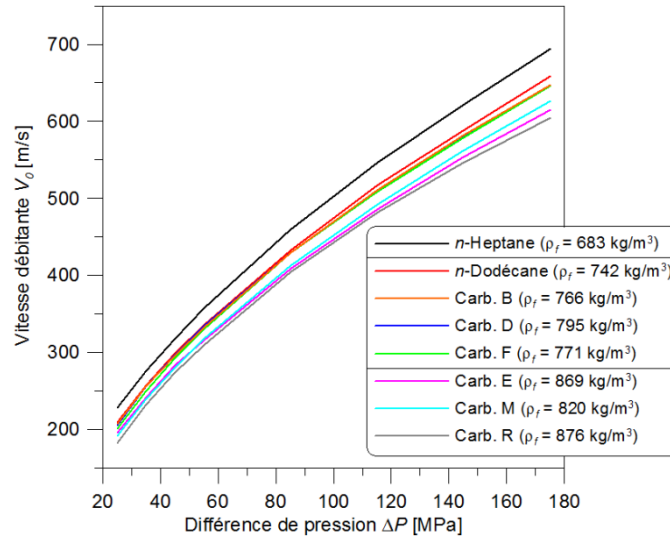


FIG. 3.14 : Vitesse débitante en fonction de la différence de pression pour plusieurs carburants – $P_b = 5$ MPa

Le moment initial moyen du spray dans la section de sortie de l'orifice suit une évolution quasi-linéaire en fonction de la différence de pression (FIG. 3.15 (a)). Pour une différence de pression donnée, la masse volumique du carburant n'a pas d'effet sur le moment. En effet, les contributions de la masse volumique dans les termes de débit et de vitesse se compensent (EQ. 2.9).

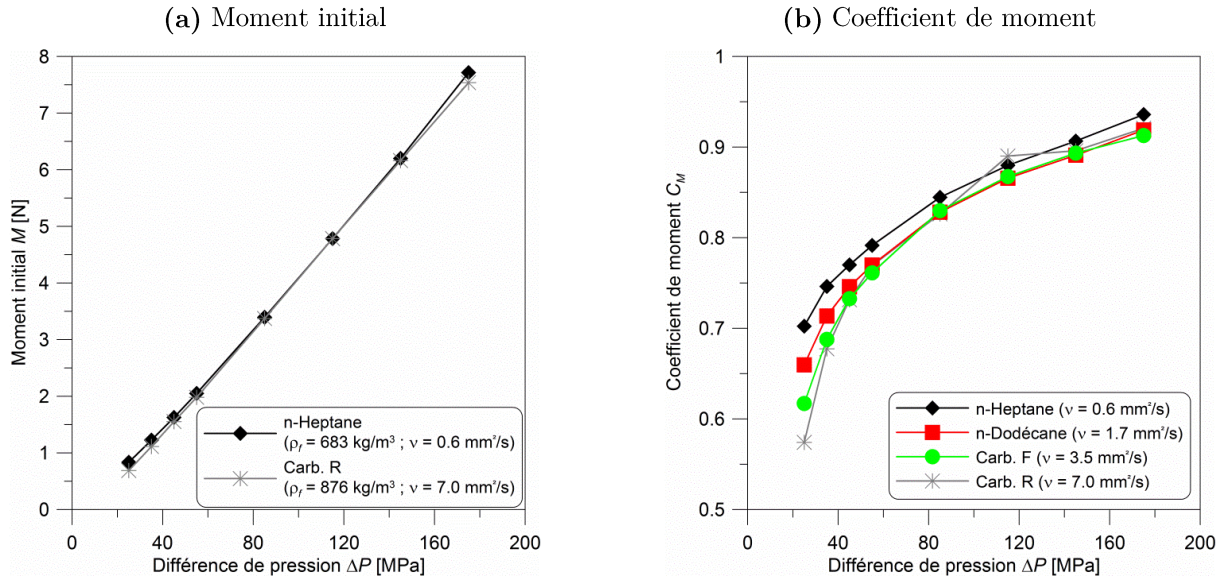


FIG. 3.15 : Moment initial du spray (a) et coefficient de moment (b) en fonction de la différence de pression – $P_b = 5 \text{ MPa}$

Par ailleurs, le moment du spray est proportionnel au C_d^2 ($= C_m$, le coefficient de moment) (FIG. 3.15 (b)). Ainsi, les différences entre les carburants se retrouvent une nouvelle fois pour les plus faibles différences de pression ($< 55 \text{ MPa}$), pour lesquels la viscosité intervient. Le moment du spray se voit réduire de 18 % à 25 MPa, de 9 % à 35 MPa, 5 % à 45 MPa, 3 % à 55 MPa et inférieur à 2 % de 85 à 175 MPa, lorsque la viscosité augmente de 0,6 à 7,0 mm^2/s .

Pour des différences de pression supérieures à 55 MPa, le moment du spray initial entre les carburants est équivalent. Ainsi, si des différences devaient apparaître concernant l'entraînement d'air, il est d'ores et déjà possible d'affirmer qu'elles ne sont pas dues à une variation de la quantité de mouvement, mais à d'autres effets.

3.4.3 Cavitation

La FIG. 3.16 représente l'évolution du coefficient de décharge en fonction de la racine carrée du nombre de cavitation (EQ. 2.10). Quatre courbes d'iso-pressions d'injection sont tracées (30, 60, 90 et 150 MPa) pour des contre-pressions variant de 1 à 9 MPa.

Pour une pression d'injection donnée, une diminution de la contre-pression entraîne une diminution du nombre de cavitations et le coefficient de décharge augmente. En effet, une élévation de la différence de pression engendre une augmentation du C_d (FIG. 3.6). A 30 et 60 MPa de pression

d'injection, le C_d augmente et semble atteindre un maximum lorsque le nombre de cavitation décroît. A 90 MPa et particulièrement à 150 MPa de pression d'injection, si la contre-pression est suffisamment réduite, le C_d chute. Ce phénomène est attribué à la cavitation et plus précisément lorsque celle-ci occupe toute la longueur de l'orifice [Soteriou *et al.* [1995], Chaves *et al.* (1995)]. On parle de supercavitation.

Aucune différence n'est perceptible entre les carburants concernant le point pour lequel la cavitation entraîne une chute du coefficient de décharge et l'évolution de celui-ci en diminuant davantage la contre-pression. Ces résultats sont en accord avec Park *et al.* (2008) et Suh *et al.* (2008).

Ces observations indiquent que les propriétés du fluide (masse volumique, viscosité et pression de vapeur saturante), compte tenu de la gamme de variation, ont peu d'impact sur le phénomène de cavitation.

Pour la buse utilisée, la cavitation commence à affecter le coefficient de décharge pour un nombre de cavitation d'environ 1.04 ($\sqrt{K}=1.02$).

La FIG. 3.17 représente la différence de pression limite nécessaire pour atteindre un écoulement complètement cavitant en fonction de la contre-pression. Les conditions expérimentales pour lesquelles la cavitation affecte ou non le coefficient de décharge sont indiquées. Une limite sépare ces deux régimes. Sont également représentées, les valeurs limites d'influence de la cavitation sur le coefficient de décharge informées par Soteriou *et al.* (2006), représentées sous la forme d'un intervalle. Payri *et al.* (2009) ont observé grâce à la visualisation de bulles à la sortie de l'orifice fonctionnant en écoulement continu, que la cavitation apparaît pour des valeurs plus élevées (5 à 8 %) de K que celle prédite par mesure du débit. Ils ont défini une corrélation qui prend en compte la géométrie de l'injecteur (EQ. 3.6). Les résultats de leur corrélation sont tracés pour la buse utilisée dans cette étude.

$$K_{crit} = 0.868 \cdot P_i^{0.017} \cdot AR^{-0.017} \cdot D_0^{0.04} \quad \text{EQ. 3.6}$$

La limite obtenue dans notre étude est en bonne relation avec les ordres de grandeur donnés par Soteriou *et al.*. La dispersion observée sur la limite est peut-être due au phénomène d'hystérésis de la cavitation, comme proposent Payri *et al.* (2009) et Ramamurthi & Nandakumar (1999). La corrélation de Payri *et al.* montre que l'apparition de la cavitation peut intervenir pour des différences de pression plus faibles sans affecter le coefficient de décharge.

Ces résultats appuient l'hypothèse considérée tout au long de cette étude : $C_a = 1$. Cela semble être le cas quelle que soit la pression d'injection pour des contre-pressions supérieures à 4 MPa.

Pour des contre-pressions inférieures, le C_d diminue, notamment pour les plus fortes pressions d'injection : à 150 MPa, le C_d baisse de 2 à 3 % (FIG. 3.16) lorsque la contre-pression évolue de 3 à 1 MPa. Cette réduction du C_d reste toutefois très faible, en comparaison avec la chute du C_d intervenant pour des orifices cylindriques [Benajes *et al.* (2004), Payri *et al.* (2005)].

Par ailleurs, la baisse du C_d engendrée par la cavitation, peut être en partie répercutée sur une baisse du C_v .

Par conséquent, l'erreur commise sur l'estimation de la vitesse débitante et du moment moyen est relativement faible, même pour les plus faibles contre-pressions (1 MPa) et les plus fortes pressions d'injection (150 MPa).

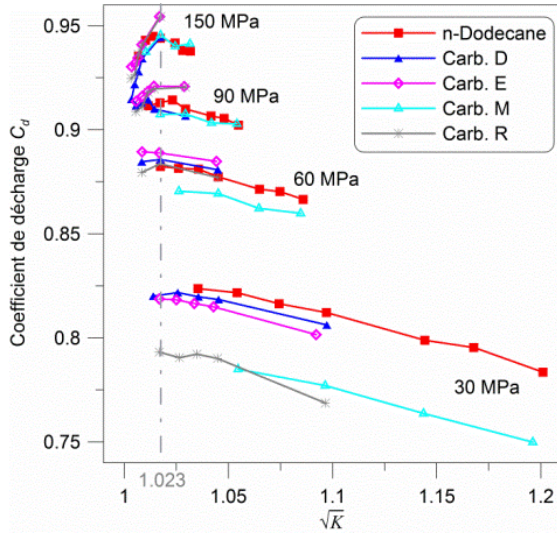


FIG. 3.16 : Coefficient de décharge en fonction de la racine carrée du nombre de cavitation – $P_b = 1$ à 9 MPa

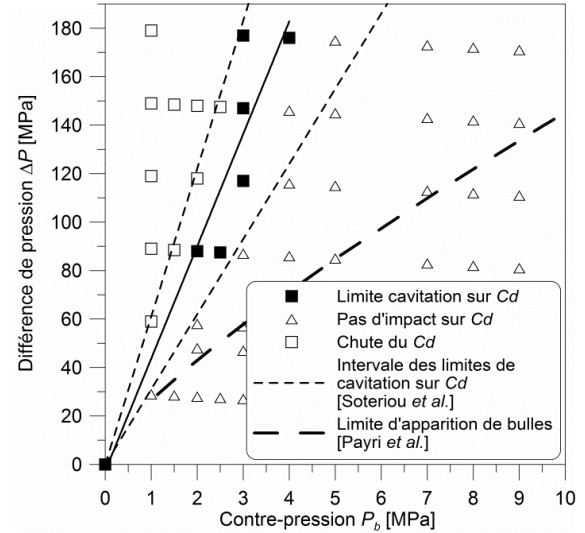


FIG. 3.17 : Diagramme de cavitation pour la buse utilisée

3.5 Conclusion

Ce chapitre consacré aux effets des propriétés des carburants sur l'étape de taux d'introduction a permis de mettre en évidence l'influence de la viscosité et de la masse volumique. Pour cela, les caractéristiques de l'écoulement au travers de la buse de l'injecteur ont été déterminées à partir de la mesure du débit masse.

Les résultats peuvent être résumés comme suit :

A propos de la fluctuation de la pression en amont de l'injecteur, la viscosité a pour effet d'atténuer et d'amortir les ondes de pression, notamment pour les plus fortes pressions d'injection.

Le délai d'ouverture de l'injecteur augmente légèrement lorsque la viscosité croît pour les plus faibles pressions d'injection (30 MPa).

Au niveau du délai de fermeture de l'injecteur, il existe un impact très important de la masse volumique et de la viscosité. En fonction de ces propriétés et de leurs interactions avec le temps de commande, la masse injectée peut être fortement modifiée.

Concernant l'étude sur le coefficient de décharge et le débit masse constituant le cœur de l'analyse :

- La viscosité affecte le coefficient de décharge pour une gamme de différences de pression comprise entre 25 et 55 MPa. Une augmentation de la viscosité de 0,6 à 7,0 mm²/s entraîne une diminution du coefficient de décharge de 10 % à 25 MPa et 2 % à 55 MPa. Au-delà, pour des différences de pression jusqu'à 180 MPa, il n'y plus d'impact significatif de la viscosité.
- Il a été observé que la masse volumique n'a pas d'effet significatif sur le coefficient de décharge. Cela peut s'expliquer par le fait que la variation de la masse volumique ne modifie pas significativement le nombre de Reynolds par rapport à une variation de la viscosité.
- La masse volumique demeure l'unique propriété pilotant le débit masse pour des différences de pression supérieures à 55 MPa jusqu'à 180 MPa : le coefficient de décharge n'est plus fonction de la viscosité. Le débit masse est proportionnel à la racine carrée de la masse volumique. Pour des différences de pression inférieures à 55 MPa, la viscosité doit être considérée.
- L'effet de la viscosité sur le coefficient de décharge est très difficilement interprétable. Il résulte de l'action de plusieurs phénomènes dont l'importance n'est pas démontrée :
 - la diminution du coefficient de frottement puis sa saturation lorsque le Reynolds augmente en régime turbulent (frottement fluide-parois et fluide-fluide),
 - une augmentation de la longueur de la région d'entrée (longueur d'établissement de la couche limite) et une diminution des pertes de charge lorsque le Reynolds croît,
 - l'interaction entre la cavitation et les frottements fluide / parois,
 - la variation du coefficient de pertes de charges singulières avec la pression d'injection,
 - une probable mauvaise définition du nombre de Reynolds et une méconnaissance du régime d'écoulement.

- Une corrélation prenant en compte l'effet de la viscosité et des caractéristiques de l'écoulement a été définie pour la buse utilisée fonctionnant en régime turbulent non-cavitant.

La vitesse débitante est inversement proportionnelle à la racine carrée de la masse volumique. Elle est réduite pour les plus faibles pressions d'injection lorsque la viscosité augmente de la même quantité que le coefficient de décharge.

Le moment initial du spray est uniquement affecté par la viscosité pour les plus faibles pressions d'injection en raison de sa proportionnalité au C_d^2 .

Aucune distinction ne peut être effectuée entre les carburants concernant l'initiation et l'intensité de la cavitation.

CHAPITRE 4

Influence des propriétés physiques des carburants sur le développement macroscopique du spray dans des conditions de non-vaporisation

Ce chapitre est consacré à l'étude de l'étape de formation du spray et l'interaction avec les propriétés du fluide (masse volumique, viscosité et tension de surface). Après avoir listé les carburants caractérisés ainsi que les conditions expérimentales, le chapitre s'organise en trois parties :

1. La première porte sur la caractérisation de l'angle du spray en régime quasi-stationnaire (débit quasi-constant).
2. La seconde présente l'évolution temporelle de la longueur de pénétration du spray et introduit quelques observations à propos des phénomènes transitoires au début de l'injection.
3. La troisième et dernière partie permet d'appréhender à l'aide d'un modèle de jet monodimensionnel, les effets sur l'entraînement d'air liés à une modification de la géométrie du spray suite à une variation des propriétés du fluide.

Les influences de la masse volumique et de la viscosité sont mises en évidence et les effets sont discutés pour comprendre les phénomènes physiques intervenants. L'interprétation est soutenue par l'utilisation d'un modèle de jet issu de la littérature. La prédictivité de ce dernier est améliorée grâce au développement d'une corrélation empirique pour l'estimation de l'angle du spray.

4.1 Carburants employés et conditions expérimentales

Huit carburants ont été caractérisés au cours des expériences de visualisation du spray : le *n*-Heptane, le *n*-Dodécane, les carburants « C, D, E, F, M » et « R ». Pour ces carburants, la masse volumique varie de 688 à 881 kg/m³, soit une augmentation de 28 %, la viscosité de 0,5 à 4,7 mm²/s et la tension de surface de 18 à 30 mN/m soit presque de 100 %, à P , T standards.

Les conditions expérimentales ont été variées de 30 à 150 MPa de pression d'injection et de 1,0 à 2,5 MPa de contre-pression. Afin d'éviter l'évaporation du carburant, les expériences se sont déroulées à la température de la pièce (297 K +/- 4 K). Dans ces conditions, la densité de l'air est représentative en grande partie de la densité des gaz au PMH d'un moteur Diesel conventionnel (où la densité peut atteindre ~ 35 kg/m³). La densité de l'air dans l'enceinte varie de 11,8 à 29,4 kg/m³. Le temps de commande de l'injecteur a été fixé à 4000 μ s afin d'atteindre la phase quasi-stationnaire et de la maintenir suffisamment longue pour permettre le calcul d'une moyenne convergée. Les séquences ont été reproduites 100 fois à une fréquence d'injection de 1 Hz (comme pour les expériences de taux d'introduction).

Le même injecteur que pour l'étude du taux d'introduction a été utilisé. Un spray sur trois a été analysé.

4.2 Angle du spray en régime quasi-stationnaire

Le but de cette partie est d'analyser l'influence de la masse volumique, de la viscosité et de la tension de surface sur l'angle du spray lorsque l'injecteur débite de manière quasi-constante (régime quasi-stationnaire). Une discussion est portée sur la contribution de la cavitation sur l'angle, puisque pour nos conditions de fonctionnement ($P_b \leq 2,5$ MPa), le régime de cavitation est atteint (FIG. 3.17). Dans le chapitre précédent, il a été constaté une diminution du coefficient de décharge pour de faibles pressions d'injection ($P_i \leq 85$ MPa) lorsque la viscosité augmente. Son effet sur l'angle est analysé. Finalement, une corrélation empirique est proposée afin d'estimer l'angle du spray en fonction des conditions de fonctionnement et des propriétés du fluide. Celle-ci est comparée à un modèle théorique très utilisé dans la littérature (modèle de Reitz & Bracco (1982)).

4.2.1 Influence de la masse volumique des carburants sur l'angle du spray

La FIG. 4.1 représente la tangente du demi-spray en fonction du rapport entre la densité de l'air et du carburant pour trois pressions d'injection (30, 90, 150 MPa). Quatre densités d'air ont été effectuées ($\rho_a = 11,8, 17,6, 23,3$ et $29,1 \text{ kg/m}^3$). Trois carburants ont été testés avec une variation de la masse volumique de 766 à 869 kg/m^3 . Egalement apparent, les tracés des résultats obtenus à partir de la corrélation empirique proposée, qui sera détaillée à la fin de cette section. L'erreur maximale sur la mesure de l'angle de $\pm 0,6^\circ$ (section 2.3.2) n'est pas représentée volontairement pour toutes les conditions afin de ne pas surcharger le graphique, mais uniquement sur les points aux extrêmes de la matrice d'essai. Cette erreur prend en compte le défaut sur le positionnement du point de sortie du carburant sur la buse de l'injecteur ainsi que sur la taille de la fenêtre temporelle dans laquelle l'angle est moyenné.

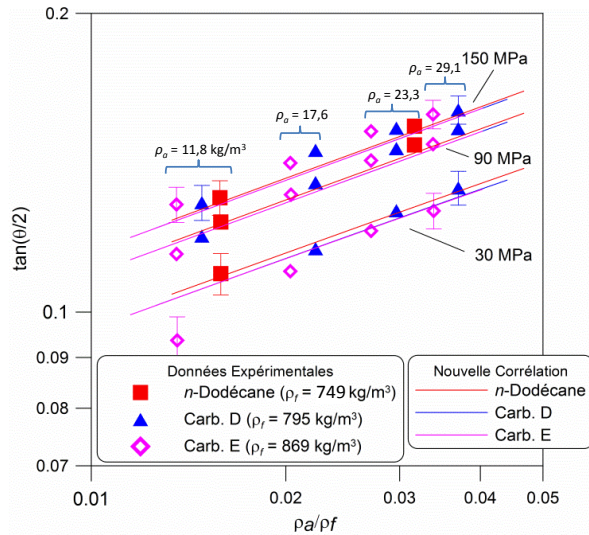


FIG. 4.1 : Valeurs expérimentales et estimées de la tangente de l'angle du demi-spray en fonction du rapport des densités air/carburant – Influence de la masse volumique des carburants - $P_i = 30, 90$ et 150 MPa , $\rho_a = 11,8$ à $29,1 \text{ kg/m}^3$, $T_a = 297 \text{ K}$

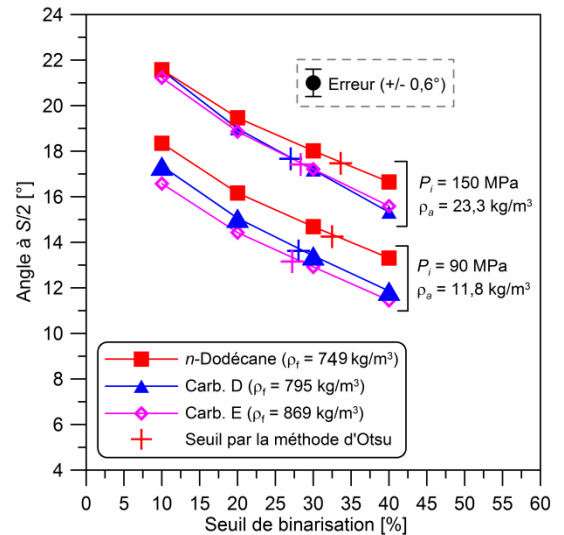


FIG. 4.2 : Évolution de l'angle du spray en fonction du seuil de binarisation pour deux cas expérimentaux – Influence de la masse volumique des carburants

On peut ainsi noter que l'angle du spray augmente en fonction de la pression d'injection comme dans le cas des écoulements non-cavitants (ou pour lesquels la cavitation n'est pas le phénomène prédominant) [Chaves *et al.* (1995), Payri *et al.* (2009), Payri *et al.* (2010)]. Pour ce type d'écoulement, typiquement rencontré dans des orifices coniques (ou pour des orifices cylindriques à très faibles pressions d'injection), l'angle du spray est relié au régime d'écoulement. L'élévation de la

pression d'injection induit des niveaux de turbulence plus importants dans l'orifice et ainsi davantage de dispersion du spray à la sortie de l'injecteur causée par la composante radiale de la vitesse.

L'angle du spray augmente également avec la densité de l'air pour toutes les pressions d'injection. Ce comportement a été reporté plusieurs fois [Reitz & Bracco (1982), Hiroyasu & Arai (1990), Naber & Siebers (1996), Payri *et al.* (2010)]. Cet effet est principalement attribué à une augmentation de la traînée aérodynamique des gouttelettes, qui subissent une décélération dans l'axe du spray et se dispersent radialement [Lefebvre, 1989].

Enfin, une augmentation de la masse volumique (ρ_f de 766 to 869 kg/m³) pour une densité d'air et une pression d'injection données induit une légère diminution d'environ 0,2 (non significatif) à 1,0° de l'angle du spray. L'effet semble s'estomper lorsque la pression d'injection et/ou la densité de l'air augmente(nt). Bien que les différences soient très faibles et de surcroît proches de l'erreur de mesure, ce comportement est très reproductible. Les résultats à 60 et 120 MPa de pression d'injection (non fournis) confirment cette tendance.

L'erreur indiquée sur la FIG. 4.1 ne prend pas en compte l'erreur induite par la méthode d'analyse des images (section 2.3.2), utilisant la méthode d'Otsu pour la binarisation. Or, cette dernière a un impact significatif sur la mesure de l'angle (erreur estimée : +/- 1°). Ainsi les tendances obtenues peuvent être erronées, notamment concernant l'effet de la masse volumique des carburants, pour laquelle les différences sont très faibles. La FIG. 4.2 montre l'influence du seuil de binarisation (varié « manuellement ») sur la mesure de l'angle du spray pour deux conditions de fonctionnement et pour les trois carburants permettant d'étudier l'influence de la masse volumique du fluide. Le seuil calculé par la méthode d'Otsu est indiqué pour chaque cas expérimental. Comme cité dans la section 2.3.2, l'angle du spray augmente quasi-linéairement lorsque le niveau du seuillage diminue et les tendances entre les carburants sont quasi-parallèles. L'interprétation de cette figure ne remet pas en cause l'observation précédente quant à l'influence de la masse volumique des carburants sur l'angle. A l'inverse, il semblerait que l'utilisation de la méthode d'Otsu minimiserait les différences entre les carburants par rapport à un niveau de seuillage constant. Dans la suite, une comparaison de nos résultats expérimentaux avec le modèle de Naber & Siebers (1996), montrera une meilleure correspondance lorsque l'angle considéré est déterminé par la méthode d'Otsu plutôt qu'en utilisant un seuillage manuel.

En définitive, il est possible de consolider la diminution de l'angle du spray avec l'augmentation de la masse volumique des carburants. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer ce phénomène :

- Tout d'abord, d'après la FIG. 4.1, pour une pression d'injection donnée (et à iso-viscosité), le rapport des densités (air / carburant) semble être le paramètre clef définissant l'angle du spray. Il s'agirait alors d'effets aérodynamiques. Autrement dit : est-ce qu'une variation de la masse volumique du carburant a physiquement le même effet sur l'angle qu'une variation inversement proportionnelle de la densité du gaz environnant ?
- Ensuite, nous avons mis en évidence une diminution significative de la vitesse du carburant dans la section de sortie de l'orifice avec l'augmentation de la masse volumique (FIG. 3.14 et EQ. 2.5). La vitesse étant inversement proportionnelle à la racine carrée de la masse volumique, une augmentation de celle-ci de 13,5 % (766 à 869 kg/m³), entraîne une diminution de la vitesse d'environ 6 %. On peut se demander si une variation de la masse volumique du carburant a physiquement le même effet sur l'angle qu'une variation inversement proportionnelle de la différence de pression.

Cette diminution de la vitesse peut se répercuter sur des effets aérodynamiques (différence de vitesse entre le jet émergent et l'air environnant) et entraîne aussi théoriquement une diminution du taux de turbulence ($Re = V.D/\nu$).

Malheureusement, nos résultats expérimentaux ne nous permettent pas d'apporter de la compréhension physique détaillée à ce sujet et de valider ces hypothèses. En effet, les variations sont très faibles et souvent du même ordre de grandeur que l'erreur de mesure rendant l'interprétation délicate.

4.2.2 Influence de la viscosité sur l'angle du spray

La FIG. 4.3 représente l'effet de la viscosité variant de 0,6 à 7,1 mm²/s sur l'angle du spray en fonction du rapport entre la densité de l'air et du carburant pour respectivement, des pressions d'injection de 30, 60, 90 et 150 MPa. Il a été montré (FIG. 4.1) qu'en traçant l'angle en fonction du rapport des densités, il est a priori possible de prendre en compte l'impact de la masse volumique des carburants. En faisant cette hypothèse, bien que la masse volumique des carburants varie (de 681 à 877 kg/m³), les écarts entre les courbes (à iso-rapport de densités) sur la FIG. 4.3 sont attribués à l'influence de la viscosité. Sur ce graphique seul les carburants « E et R » ont une masse

volumique similaire ($\sim 873 \text{ kg/m}^3$) pour une variation de la viscosité de 2,3 à 7,1 mm²/s. Comme sur la FIG. 4.1, les résultats obtenus à partir de la corrélation empirique proposée à la fin de cette section sont tracés ainsi que l'erreur de mesure ($\pm 0,6^\circ$).

D'après ce graphique, l'angle du spray décroît avec l'augmentation de la viscosité. A 30 MPa, pour un rapport de densité donné, la diminution de l'angle entre le *n*-Heptane ($\nu = 0,6 \text{ mm}^2/\text{s}$) et le carburant « R » ($\nu = 7,1 \text{ mm}^2/\text{s}$) est d'environ 3° . L'effet de la viscosité sur l'angle décroît lorsque la pression d'injection augmente. A 90 et 150 MPa, tous les carburants affichent un angle similaire à l'exception du carburant « R » qui est toujours plus petit (d'environ $1,7^\circ$).

La décroissance de la dispersion du spray avec l'augmentation de la viscosité est principalement attribuée à des niveaux de turbulence plus faibles à la sortie de l'injecteur et à l'amortissement du développement des instabilités dans le jet [Reitz & Bracco (1982), Lefebvre (1989)]. Par ailleurs, l'augmentation de la pression d'injection prend le dessus sur les effets visqueux en élevant le niveau de turbulence (Re).

L'augmentation des forces aérodynamiques par l'intermédiaire d'une élévation de la densité du gaz semble réduire de façon moins prononcée l'influence de la viscosité sur l'angle.

L'erreur induite par la méthode de traitement des images sur l'interprétation des résultats est également discutée. La FIG. 4.4 montre l'influence du seuil de binarisation (varié « manuellement ») sur la mesure de l'angle du spray pour deux conditions de fonctionnement et pour trois carburants. Les carburants choisis sont le « E et R » avec une variation de la viscosité de 2,3 à 7,1 mm²/s à iso-masse volumique ($\sim 873 \text{ kg/m}^3$), ainsi que le *n*-Heptane. Ce dernier a été choisi car il affiche un angle similaire au carb. « E » d'après les FIG. 4.3 (b) et (c), bien qu'il soit moins dense et moins visqueux. Le seuil calculé par la méthode d'Otsu est indiqué pour chaque cas expérimental. On retrouve ces évolutions quasi-linéaires et quasi-parallèles entre les différents carburants. De même que pour l'analyse à propos de l'influence de ρ_f , l'interprétation de cette figure ne remet pas en cause l'observation précédente quant à l'influence de la viscosité sur l'angle. Une nouvelle fois, il semblerait que l'utilisation de la méthode d'Otsu minimiserait et masquerait les différences entre les carburants par rapport à un niveau de seuillage constant. En effet, avec l'utilisation de ce dernier, le *n*-Heptane retourne bien un angle plus grand que le carb. « E » à 150 MPa / $29,1 \text{ kg/m}^3$. De même, on verra une meilleure correspondance entre nos résultats expérimentaux et le modèle de Naber &

Siebers (1996), lorsque l'angle considéré est déterminé par la méthode d'Otsu plutôt qu'en utilisant un seuillage manuel.

En définitive, il est possible de consolider la diminution de l'angle du spray avec l'augmentation de la viscosité.

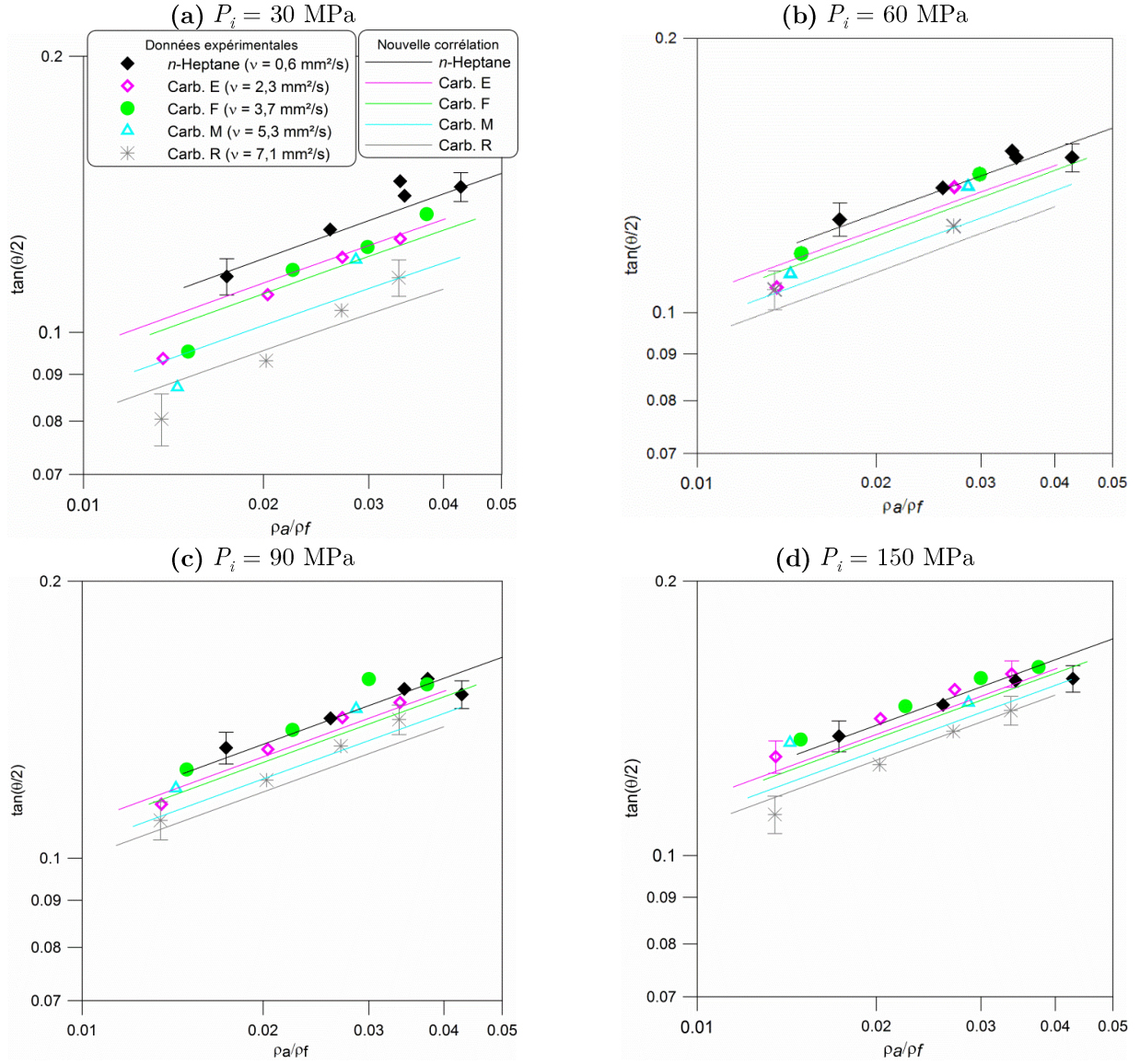


FIG. 4.3 : Valeurs expérimentales et estimées de la tangente de l'angle du demi-spray en fonction du rapport des densités air/carburant - Influence de la viscosité - $P_i = 30, 60, 90$ et 150 MPa

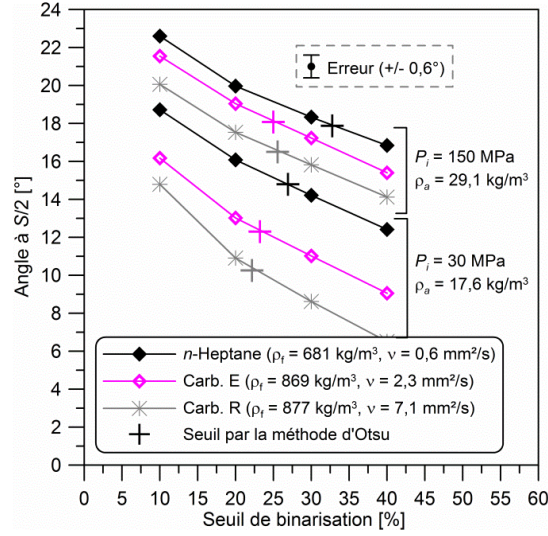


FIG. 4.4 : Évolution de l'angle du spray en fonction du seuil de binarisation pour deux cas expérimentaux – Influence de la viscosité (+ masse volumique) des carburants

4.2.3 Corrélation pour l'estimation de l'angle du spray

Une corrélation empirique EQ. 4.1 et EQ. 4.2 pour l'estimation de l'angle du spray est proposée, comme illustrée sur les FIG. 4.1 et FIG. 4.3. Cette corrélation inclut la masse volumique du carburant, la viscosité et les conditions de fonctionnement (la différence de pression et la densité de l'air).

Les valeurs des coefficients, obtenus en minimisant la somme des erreurs au carré sont détaillées dans le Tableau 4.1. L'erreur sur l'angle du spray est comprise dans la plupart des cas dans un intervalle de +/- 5 % (+/- 1° environ) sur huit carburants pour des densités d'air de 11,8 à 29,4 kg/m³ (à $T_a = 297 \text{ K}$) de pressions d'injection de 30 à 150 MPa, de masse volumique du fluide de 681 à 877 kg/m³, de viscosité de 0,6 à 7,1 mm²/s et de tension de surface de 18 à 30 mN/m (102 points). La précision de cette corrélation est comparable à l'erreur de mesure, incluant l'erreur liée à la méthodologie de binarisation des images.

Le premier terme dans l'EQ. 4.1, $(\rho_a/\rho_f)^B$ est identique aux corrélations proposées par plusieurs auteurs [Reitz & Bracco (1982), Hiroyasu & Arai (1990), Naber & Siebers (1996), Payri *et al.* (2010), Desantes *et al.* (2010)], avec un coefficient B variant de 0,17 [Desantes *et al.*, 2010] à 0,50 [Reitz & Bracco, 1982].

Afin de capturer correctement l'effet de la viscosité sur l'angle, une fonction exponentielle a été utilisée. Elle permet de donner moins d'importance à la viscosité pour des viscosités relativement faibles et d'accentuer son importance lorsque la viscosité augmente, comme observé sur la FIG. 4.3. Finalement, la dépendance de l'effet de la viscosité avec la pression d'injection est également prise en considération dans le terme exponentiel.

Nous n'avons pas choisi d'inclure des nombres adimensionnés dans la corrélation tel que le Re , le We , *etc.*, intégrant les forces de cohésion et déstabilisatrices appliquées sur le jet car leur calcul est très subjectif. Comme expliqué dans la partie « Tracé du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynolds » (section 3.4.1), un doute réside sur la capacité du Re à représenter le niveau de turbulence dans l'orifice permettant en partie d'expliquer les phénomènes observés. En effet, le profil de vitesse n'est pas forcément complètement établi (lié à la faible longueur de l'orifice) et les grandeurs de similitude à considérer qui le composent ne sont pas intuitives (quel diamètre choisir ? quelle vitesse ? valeur de la viscosité ?). La même réflexion peut être portée à l'égard d'autres nombres adimensionnés tel que le We .

$$\tan(\theta/2) = A \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho_f}\right)^B \cdot \Delta P^C \cdot f(v) \quad \text{EQ. 4.1}$$

$$f(v) = \exp(D \cdot \Delta P^E \cdot v) \quad \text{EQ. 4.2}$$

Tableau 4.1 : Corrélation sur l'angle du spray - Valeur des coefficients

A	B	C	D	E
0,24	0,24	0,08	-0,24	-0,58

Remarque concernant les corrélations existantes

Seule l'étude de Reitz & Bracco (1982) semble avoir été référencée à propos de l'impact de la viscosité sur l'angle du spray avec la proposition d'une loi. Leur corrélation théorique est explicitée par les EQ. 4.3 et EQ. 4.4, où la fonction $f(T)$ est décrite sur la FIG. 4.5 selon Reitz & Bracco (1982) et Sarre et al. . Brièvement, ce modèle est basé sur le principe selon lequel l'angle du spray est relié aux ondes de surface les plus instables induites aérodynamiquement d'après l'analyse de Taylor. Ce modèle est très utilisé pour estimer l'angle du spray lors de développement de modèles 0/1 D [Sarre *et al.* (1999), Yi & Reitz (2003), Rakopoulos *et al.* (2006), Martinez *et al.* (2010)].

D'après cette figure, l'évolution suivie par les points expérimentaux et la fonction théorique divergent lorsque la pression d'injection et la viscosité augmentent.

Cependant, la comparaison entre les résultats de cette étude et ceux de Reitz & Bracco doit être modérée vue la très grande différence concernant la région du spray examinée (à 5 mm de la buse pour Reitz & Bracco), la taille des orifices (340 μm) et le fait que ce sont des buses fonctionnant en régime continu non installées dans un porte injecteur. De plus, le modèle ne semble pas intégrer d'information sur l'impact de la turbulence sur l'angle du spray [Reitz & Bracco, 1982].

$$\tan(\theta/2) = \frac{1}{A} \cdot 4\pi \cdot \sqrt{\frac{\rho_a}{\rho_f}} \cdot f(T) \quad \text{EQ. 4.3}$$

$$T = \frac{\rho_f}{\rho_a} \cdot \left(\frac{Re_f}{We_f} \right)^2 \quad \text{EQ. 4.4}$$

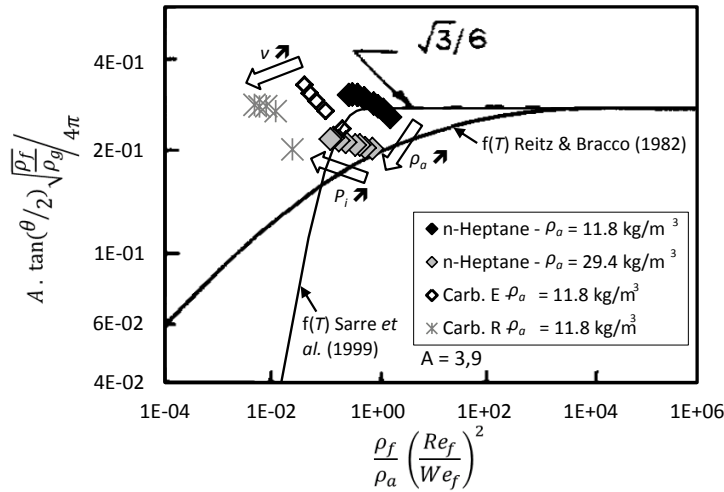


FIG. 4.5 : Dépendance théorique du l'angle du spray en fonction des conditions de fonctionnement [Reitz & Bracco, 1982]

Remarque concernant l'influence de la cavitation sur l'angle du spray

Le phénomène de cavitation est reconnu pour provoquer l'augmentation brusque et finie de l'angle [Chaves *et al.*, 1995]. Etant donné que les conditions dans l'enceinte (P_b de 1,0 à 2,5 MPa) se situent en partie dans la zone où la cavitation a été identifiée (FIG. 3.17), il semblait nécessaire de vérifier l'impact sur l'angle du spray formé par le système d'injection utilisé. La FIG. 4.6 représente l'angle (a) et de la tangente de l'angle du demi-spray corrigé par $\rho_a^{0.24}$ et $\Delta P^{0.08}$ (b) en fonction de la racine carrée du nombre de cavitation dans le cas du *n*-Heptane pour plusieurs pressions d'injection. Les valeurs des coefficients en exposant proviennent de la corrélation. Le fait de corriger l'angle par la

densité de l'air et la différence de pression permet d'isoler l'effet de la cavitation (Desantes *et al.*, 2010). Les limites obtenues (FIG. 3.17) d'influence de la cavitation sur le C_d et d'apparition de bulles en sortie d'orifice (EQ. 3.6) sont également représentées. Ces figures indiquent qu'il n'existe pas cette discontinuité (changement abrupt de l'angle corrigé) comme obtenue par Desantes *et al.* (2010) (FIG. 4.7) lorsque le nombre de cavitation diminue et particulièrement au niveau des limites identifiées d'apparition de la cavitation. Cela conforte le fait que le phénomène de cavitation n'est pas prédominant sur l'angle du spray avec l'utilisation d'orifices coniques, en accord avec Payri *et al.* (2004).

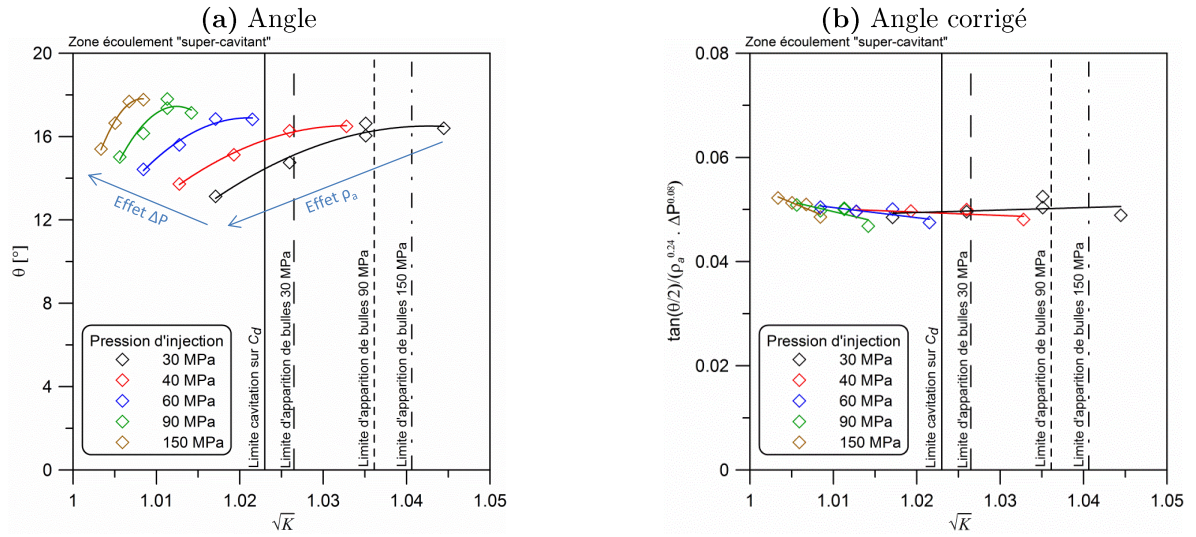


FIG. 4.6 : Angle (a) et tangente du demi angle du spray corrigée (par $\rho_a^{0.24}$ et $\Delta P^{0.08}$) (b) en fonction de la racine carrée du nombre de cavitation – Cas du *n*-Heptane – $P_i = 30, 40, 60, 90$ et 150 MPa, $P_b = 1$ à $2,5$ MPa

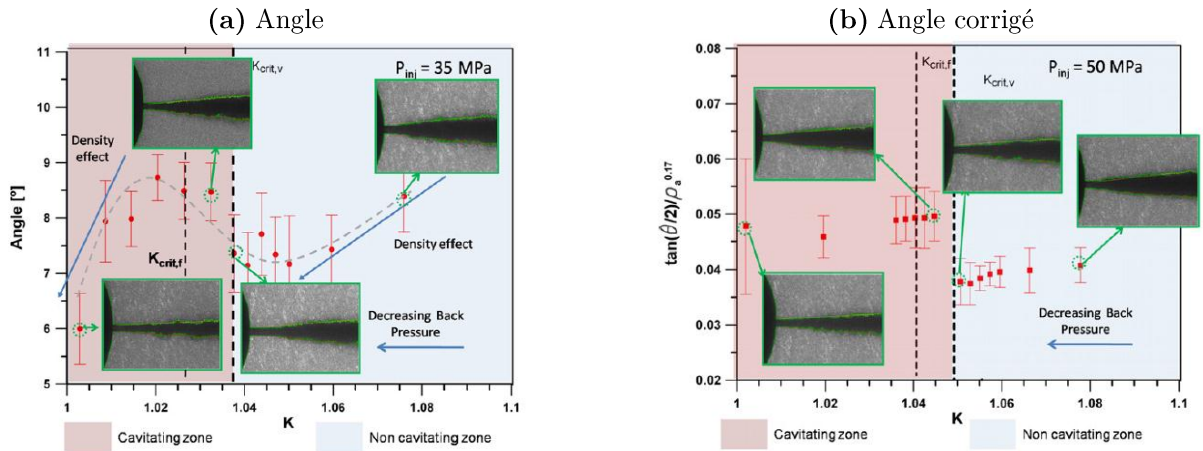


FIG. 4.7 : Évolution de l'angle (a) et de l'angle corrigé (b) en fonction du nombre de cavitation [Desantes *et al.*, 2010]

Remarque concernant l'influence de la tension de surface sur l'angle du spray

Il a été constaté qu'une variation de la tension de 16 à 30 mN/m (valeurs données à 25°C) a peu d'influence sur l'évolution de l'angle du spray.

Pour cela, dans un premier temps, nous avons comparé des carburants ayant des tensions de surface différentes à masse volumique et viscosité constantes ($\sim 801 \text{ kg/m}^3$ et $1,8 \text{ mm}^2/\text{s}$ à 40°C) : les carburants « C » ($\sigma = 22,8 \text{ mN/m}$) et « D » ($\sigma = 26,2 \text{ mN/m}$).

Aucune différence significative n'a été observée entre ces carburants (1,5 % en moyenne ou $0,2^\circ$ sur l'angle total). Toutefois, le comparatif entre ces carburants ne représente qu'une très faible variation de la tension de surface (3,4 mN/m) par rapport à l'intervalle de variation de l'ensemble des carburants étudiés (14,1 mN/m).

De ce fait, dans un second temps, lors de la définition de la corrélation sur l'angle (EQ. 4.1 et EQ. 4.2), la tension de surface a été initialement considérée (σ^F). Il en a résulté une valeur de l'exposant sur σ inférieure à 10^{-3} .

Impact de la baisse du C_d sur l'angle lorsque la viscosité augmente ($\Delta P = 25 \text{ MPa}$)

Lors des expériences de taux d'introduction, il a été observé une baisse du C_d lorsque la viscosité augmente (FIG. 3.7), notamment pour les plus faibles pressions d'injection (chute de 10 % du C_d pour $\Delta P = 25 \text{ MPa}$). Considérant notre hypothèse : $C_v = C_d$, la baisse du coefficient de décharge peut être attribuée à une baisse de la pression génératrice. On montre qu'une baisse de 10 % du coefficient de décharge peut être assimilée à une baisse de 18 % de la différence de pression. Il vient à 30 MPa de pression d'injection, à partir de notre corrélation (EQ. 4.1 et EQ. 4.2), une diminution de l'angle du spray de 4,4 % ($0,4^\circ$). Ce résultat est inférieur à la précision de la corrélation (+/- 5 %) et est donc contestable.

Il est possible d'avancer que la réduction du C_d (due aux effets visqueux) n'a pas d'effet significatif sur l'angle du spray.

4.3 Longueur de pénétration du spray

Il est désormais admis que la longueur du spray dépend entre autre de son angle, lui-même influencé par les propriétés du carburant (*c.f.* section 4.2). L'objet de cette partie est de traiter de l'impact de la masse volumique et de la viscosité des carburants sur l'évolution de la longueur de pénétration du spray. Les résultats expérimentaux sont comparés avec un des modèles de jet basé sur la physique le plus utilisé dans la littérature [Naber & Siebers, 1996]. L'intérêt est porté sur la phase en régime quasi-stationnaire. Toutefois, la phase transitoire au début de la séquence d'injection est également commentée.

4.3.1 Modélisation de la longueur de pénétration

Le modèle de jet établi dans des conditions de non-vaporisation de Naber & Siebers (1996) a été utilisé pour corréler nos résultats expérimentaux. Ce modèle est décrit par la série d'équations de l'EQ. 4.5 à l'EQ. 4.10, où S est la longueur de pénétration du spray, $\tilde{S}$ et $\tilde{t}$ respectivement une longueur de pénétration adimensionnée et un temps adimensionné avec $n = 2,2$, S^+ et t^+ respectivement des échelles de pénétration et de temps. A noter que dans notre cas, le diamètre effectif de sortie utilisé est le diamètre géométrique. Ce modèle a ensuite été amélioré par Musculus & Kattke (2009) pour mettre en évidence les vagues d'entraînement d'air dans les jets Diesel. Toutefois, ces améliorations entraînant davantage de complexité s'avèrent ne pas être nécessaire pour la compréhension des résultats de la présente étude.

$$S = \tilde{S} \cdot S^+ \quad \tilde{S} = \frac{\tilde{t}}{(1 + \tilde{t}^{n/2})^{1/n}} \quad \tilde{t} = t/t^+ \quad t^+ = \frac{d_0 \sqrt{\bar{\rho}}}{a \cdot \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \cdot V_{ef}} \quad S^+ = \frac{D_0 \sqrt{\bar{\rho}}}{a \cdot \tan\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad \bar{\rho} = \rho_f / \rho_a$$

EQ. 4.5 EQ. 4.6 EQ. 4.7 EQ. 4.8 EQ. 4.9 EQ. 4.10

Ce modèle théorique est basé sur les principes de conservation de la masse et de la quantité de mouvement dont la démonstration a été reprise de manière détaillée par Jaine (2004). Comme illustré par la FIG. 4.8, le modèle assimile le jet à un cône parfait dans lequel le mélange air-carburant est supposé homogène.

Il convient de rappeler que ce modèle de jet comporte les hypothèses suivantes :

- Le profil de vitesse radial est uniforme.
- L'injection a un démarrage instantané.
- La vitesse de glissement entre l'air et le carburant est nulle : traînée nulle.
- Le débit et l'angle de spray sont constants.

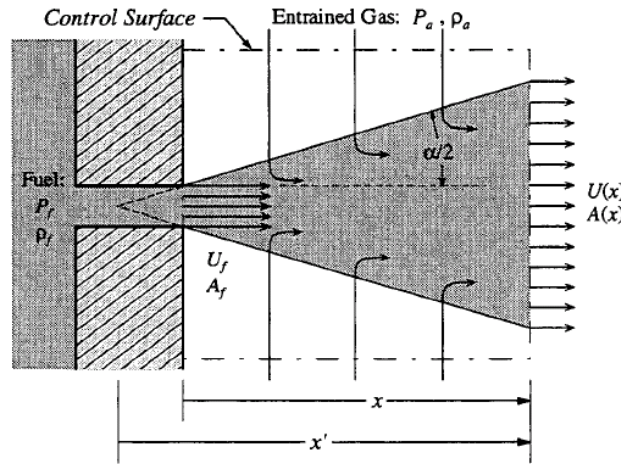


FIG. 4.8 : Schéma descriptif du modèle de jet de Naber & Siebers (1996)

Comme illustré par les FIG. 4.9 et FIG. 4.13, le modèle reproduit correctement les mesures lors de la phase quasi-stationnaire du développement du spray. Il prend en compte les conditions de fonctionnement (P_i , P_{back} , ρ_a) et les propriétés des carburants (la masse volumique et la viscosité).

Le coefficient « a » du modèle a été optimisé à une valeur de 0,90 pour corréler nos données expérimentales durant la zone lorsque l'angle est quasi-constant ($a = 0,66$ dans Naber & Siebers (1996)). Il résulte une erreur maximum d'environ $\pm 5\%$ sur huit carburants et 16 conditions expérimentales (P_i , ρ_a). La validation porte sur une plage de fonctionnement 11,8 à 29,4 kg/m³ (à $T_a = 297$ K) de densité d'air, 30 à 150 MPa de pressions d'injection, 681 à 877 kg/m³ de masse volumique du fluide, 0,6 à 7,1 mm²/s de viscosité et de 18 à 30 mN/m de tension de surface.

La différence entre la valeur de « a » de Naber & Siebers et la nôtre peut être expliquée par l'utilisation d'un injecteur différent, une buse différente et au seuillage en intensité appliqué pour mesurer l'angle (supposé être la raison principale) et la pénétration du spray. La corrélation a été optimisée en utilisant l'angle de spray expérimental comme paramètre d'entrée, mesuré à partir du seuillage calculé avec la méthode d'Otsu. On remarque que si l'angle implémenté était celui

déterminé avec le seuillage manuel, les différences entre le modèle et les résultats expérimentaux seraient plus importantes.

4.3.2 Influence de la masse volumique des carburants sur la longueur de pénétration

La FIG. 4.9 illustre l'effet de la masse volumique des carburants sur l'évolution temporelle de la longueur de pénétration du spray, pour des pressions d'injection de 30, 90 et 150 MPa et respectivement des densités d'air de 11,8 à 29,4 kg/m³. La masse volumique des carburants évolue de 742 à 869 kg/m³ pour une viscosité d'environ 2,0 mm²/s (+/- 0,5 mm²/s). L'erreur maximale de la mesure est estimée à +/- 1 mm en considérant un défaut sur le positionnement du point de sortie du carburant et sur la méthodologie de binarisation des images. Cette figure présente également un comparatif avec le modèle de jet de Naber & Siebers. L'angle mesuré en régime quasi-stationnaire, utilisé dans le modèle pour le calcul de la pénétration est indiqué à côté des courbes.

Tout d'abord, cette figure indique une augmentation de la longueur de pénétration avec l'élévation de la pression d'injection, en raison de l'augmentation du moment spray (FIG. 3.15).

Ensuite, il est observé une diminution de la longueur de pénétration lorsque la densité de l'air augmente. Ce comportement est en accord avec une augmentation de l'angle du spray (en raison d'effets aérodynamiques). Ces tendances sont confirmées par les observations réalisées par plusieurs auteurs [Naber & Siebers (1996), Payri *et al.* (2010)].

Il peut être observé sur la FIG. 4.9 (a) que la pénétration augmente légèrement lorsque la masse volumique du carburant augmente. Ce comportement, très reproductible, apparaît uniquement durant la « zone développée » (*c.f.* FIG. 2.15), et plus particulièrement lorsque l'angle a atteint sa phase quasi-stabilisée. Il peut être remarqué que l'effet de la masse volumique des carburants sur la pénétration décroît à mesure que la pression d'injection et/ou la densité de l'air augmente(nt). Les résultats pour des densités de 17,7 et 23,6 kg/m³ confirment cette tendance. Pour une densité d'air de 11,8 kg/m³, une augmentation de la masse volumique du carburant de 742 à 869 kg/m³ engendre une augmentation de la longueur de pénétration dans la « zone développée » de 5 à 6 % de 30 à 90 MPa. A 120 MPa, l'augmentation n'est plus que de 3 % et négligeable à 150 MPa.

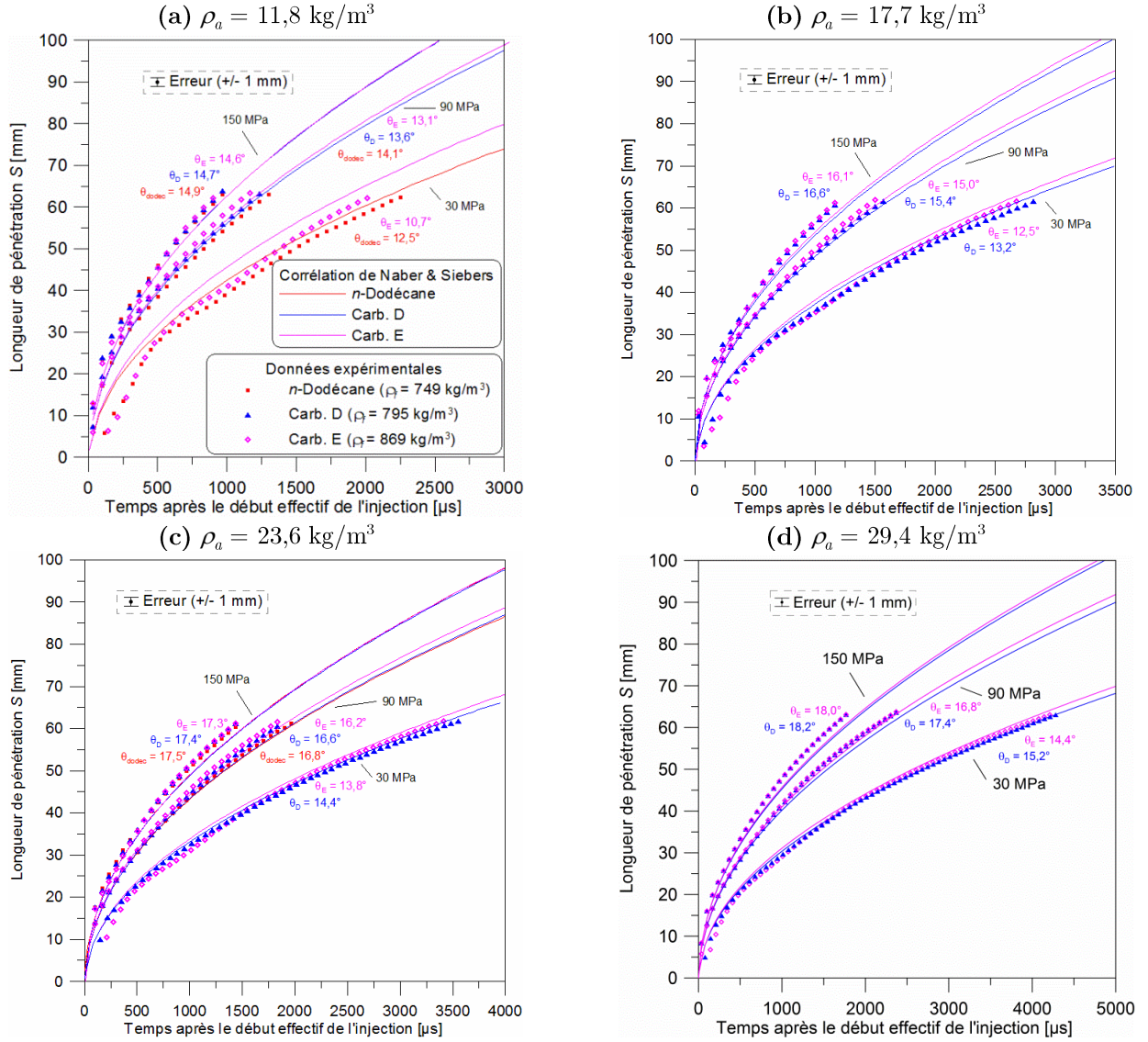


FIG. 4.9 : Valeurs expérimentales et estimées de l'évolution temporelle de la longueur de pénétration – Influence de la masse volumique des carburants - $P_i = 30$ à 150 MPa , $\rho_a = 11,8$ à $29,4 \text{ kg/m}^3$, $T_a = 297 \text{ K}$, $t_i = 4000 \text{ μs}$

Avant d'atteindre la phase quasi-stationnaire, de légères différences peuvent apparaître. Il a notamment été observé que le carb. « E » (le plus dense) peut présenter un spray plus court que le carb. « D » et le n -Dodécane. Cela peut être aperçu sur la FIG. 4.9 (a) à 150 MPa , pour un intervalle de temps compris entre ~ 250 et 500 μs ($\sim 27 < S < 42 \text{ mm}$) et sur la FIG. 4.9 (b) à 30 MPa lors des premiers instants après le début de l'injection. Cette légère réduction de la longueur de pénétration est corrélée avec une augmentation de 3 à 4° de l'angle (FIG. 4.10). Il relève d'aspects instationnaires de la physique de l'atomisation et du développement du spray beaucoup plus

complexes. Cette augmentation de l'angle pour les premiers instants de l'injection peut être due au développement de la *string cavitation* dans l'orifice (*c.f.* section 1.2) qui agit principalement pour de faibles levées d'aiguille et qui peut différer selon la masse volumique du carburant.

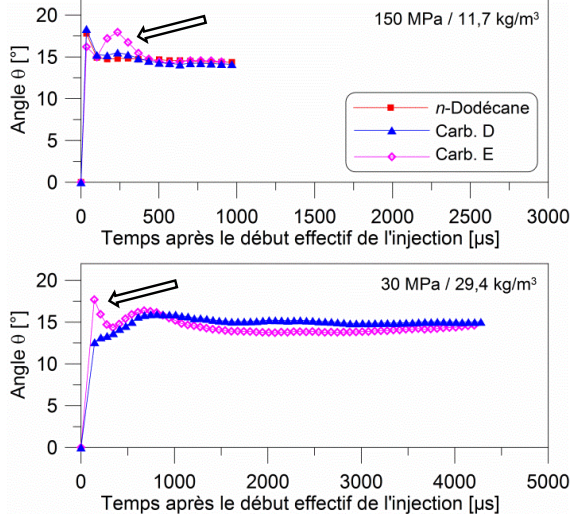


FIG. 4.10 : Évolution temporelle de l'angle pour deux conditions – Mise en évidence du couplage [masse volumique – phénomènes transitoires]

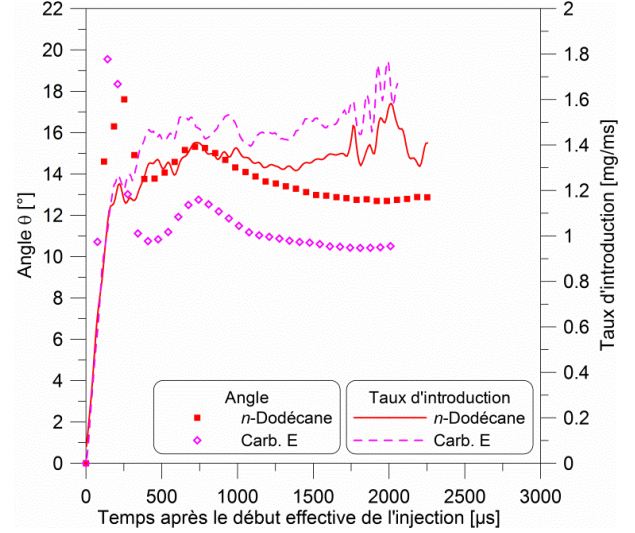


FIG. 4.11 : Évolution temporelle de l'angle et du taux d'introduction pour deux carburants – $P_i = 30$ MPa, $\rho_a = 11,7$ kg/m³

Le modèle de jet de Naber & Siebers permet de représenter correctement le comportement de la pression d'injection, de la densité de l'air mais aussi celui de la masse volumique des carburants lorsque le spray a atteint sa phase quasi-stationnaire.

Toutefois, en particulier, à 30 MPa / 11,8 kg/m³, le modèle surestime significativement la pénétration dès la « zone initiale » et les écarts subsistent pendant la « zone développée ». Les raisons ne sont pas clairement / totalement identifiées. Cependant, dans ces conditions, les hypothèses selon lesquelles le modèle est fondé ne semblent plus être représentatives de l'état du procédé d'injection sur une plage temporelle conséquente. Cela est exposé par la FIG. 4.11. Le débit (et très probablement la vitesse) ne démontre pas un démarrage pouvant être considéré comme « instantané ». De même, il est nécessaire d'attendre ~ 1500 μ s avant d'atteindre le régime quasi-stationnaire (angle quasi-constant). En général, l'augmentation de la pression d'injection permet de se rapprocher des hypothèses de Naber & Siebers : le gradient de débit augmente à l'ouverture et l'angle se stabilise plus rapidement.

L'exploitation du modèle de Naber & Siebers permet de comprendre l'influence de la masse volumique sur le développement du spray en régime quasi-stationnaire. La combinaison des équations EQ. 4.5 à EQ. 4.10 conduit à l'EQ. 4.11.

$$S = \underbrace{C_v}_{\text{Contribution n°1}} \cdot \underbrace{\frac{\sqrt{2 \cdot \Delta P}}{\sqrt{\rho_f}}}_{\text{Contribution n°4}} \cdot \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{a \cdot C_v}{D_0} \cdot \underbrace{\tan(\theta/2)}_{\text{Contribution n°5}} \cdot \underbrace{\sqrt{2 \cdot \Delta P \cdot \rho_a}}_{\text{Contribution n°2}} \cdot t \right)^{1,1} \right]^{1/2,2}} \cdot t \quad \text{EQ. 4.11}$$

Contribution n°3

La masse volumique apparaît directement à deux endroits (contribution n°1 et 2) et par l'intermédiaire de son effet sur l'angle (contribution n°3).

Dans le but d'étudier de manière séparée l'importance de chaque contribution, si l'angle est supposé a priori comme constant, la considération des contributions n°1 et 2 se compensent : une variation de la masse volumique de 600 à 900 kg/m³ entraîne des écarts sur la longueur de pénétration inférieure à 0,5 mm, sur l'ensemble du champ de fonctionnement couvert lors de cette étude (FIG. 4.12). Il est ainsi possible d'avancer qu'il n'y a pas d'impact significatif d'une modification des caractéristiques de l'écoulement suite à une variation de la masse volumique du carburant sur la pénétration du spray si l'angle est invariant. En augmentant la masse volumique, bien que la vitesse débitante diminue (FIG. 3.14) couplé à une augmentation du débit masse (FIG. 3.8), le moment du spray ne varient pas à iso-différence de pression (FIG. 3.15).

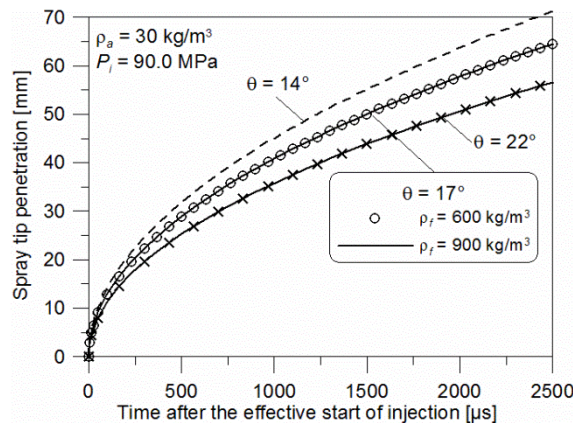


FIG. 4.12 : Influence de la masse volumique du carburant et de l'angle du spray selon le modèle de jet de Naber & Siebers (1996)

Par conséquent, seule la diminution de l'angle du spray (FIG. 4.12) permet d'expliquer l'augmentation de la longueur de pénétration par élévation de la masse volumique. Etant donné que les différences sur l'angle s'amenuisent entre les carburants lorsque la pression d'injection et/ou la densité de l'air augmente(nt) (*c.f.* FIG. 4.1, FIG. 4.2, et les angles indiqués sur la FIG. 4.9) cela se retrouve sur la pénétration.

Cette augmentation de la pénétration lorsque l'angle du spray se referme, s'explique par la conservation de l'énergie cinétique : au lieu d'être transférée radialement (angle plus faible), elle est exploitée davantage longitudinalement (pénétration plus importante).

4.3.3 Influence de la viscosité sur la longueur de pénétration

Similairement à l'analyse de l'influence de la masse volumique, la FIG. 4.13 synthétise les résultats de l'effet de la viscosité sur l'évolution temporelle de la pénétration du spray, pour des pressions d'injection de 30, 90 et 150 MPa et respectivement des densités de 11,8 à 29,4 kg/m³. La viscosité varie au moyen de deux carburants, de 2,3 (carb. « E ») à 7,1 mm²/s (carburant « R ») pour une masse volumique d'environ 873 kg/m³. On retrouve l'erreur de mesure, les tracés du modèle de Naber & Siebers ainsi que l'angle et le coefficient de décharge (car il varie en fonction de la viscosité), tous deux mesurés en régime quasi-stationnaire.

Les comparaisons pour ces deux niveaux de viscosité sont plus complexes que pour une variation de la masse volumique du carburant. On s'aperçoit rapidement d'une correspondance moins satisfaisante entre les résultats expérimentaux et le modèle de Naber & Siebers, dépendamment des conditions de fonctionnement (P_i , ρ_a).

Analyse de la phase quasi-stationnaire

Le modèle de jet de Naber & Siebers prévoit systématiquement une augmentation de la longueur de la pénétration durant la « zone développée » de 2 à 7 % lorsque la viscosité du carburant augmente de 2,3 à 7,1 mm²/s. Ces estimations sont en accord (considérant l'erreur) avec les résultats expérimentaux lorsque le spray a atteint son régime quasi-stationnaire (à l'exception des courbes à 30 MPa / 11,8 kg/m³ dont les raisons supposées ont été discutées précédemment).

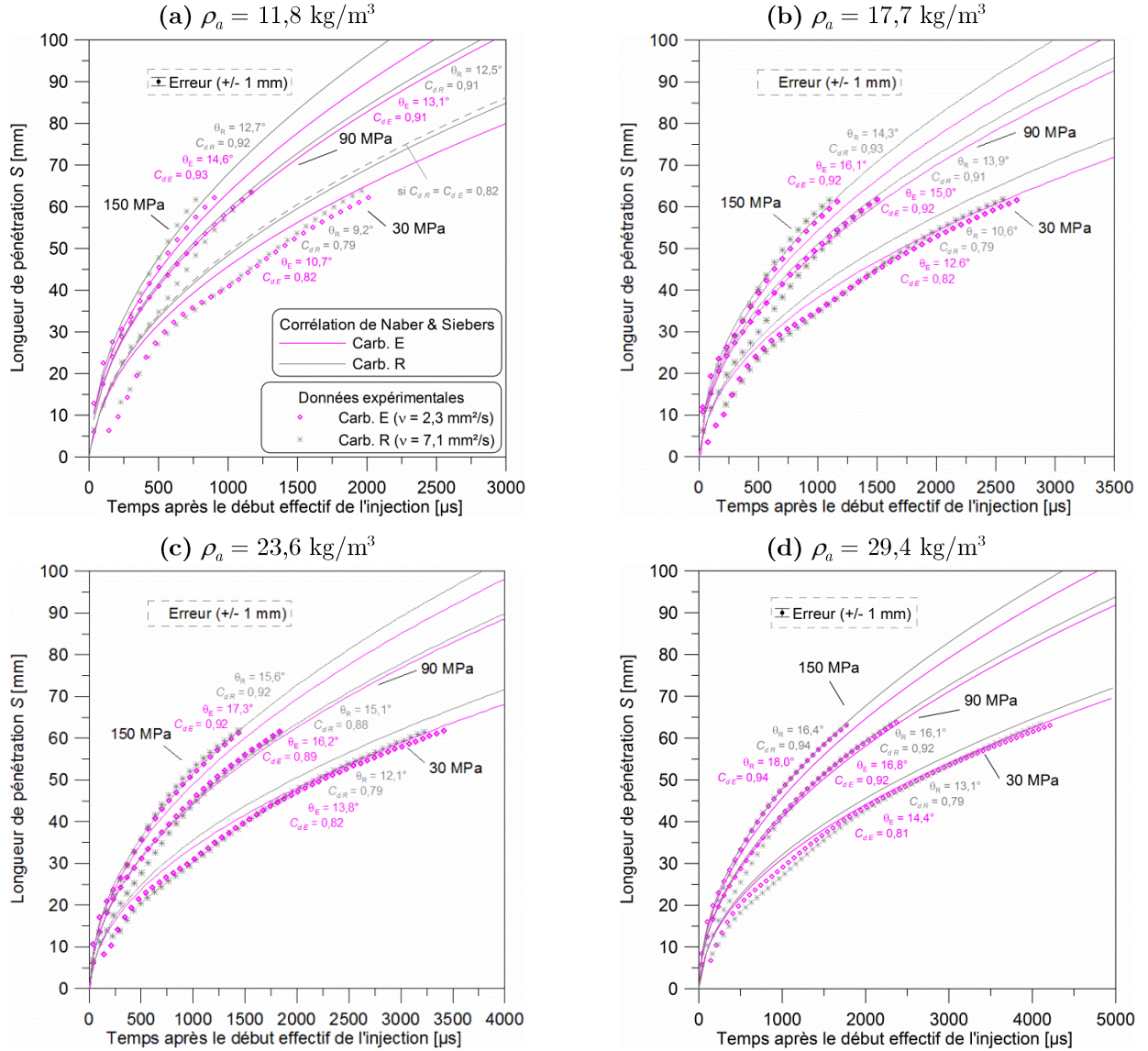


FIG. 4.13 : Valeurs expérimentales et estimées de l'évolution temporelle de la longueur de pénétration – Influence de la viscosité - $P_i = 30$ à 150 MPa, $\rho_a = 11,8$ à $29,4$ kg/m³, $T_a = 297$ K, $t_i = 4000$ μs

Ces observations sont confirmées par les résultats d'autres auteurs [Grimaldi & Postrioti (2000), Som *et al.* (2010), No (2011)]. L'augmentation de la pénétration du spray, pour des longueurs de spray supérieures à 40 mm (phase quasi-stationnaire) a été constatée à partir de mélanges diesel / biodiesel (variations à la fois de la masse volumique et de la viscosité). L'augmentation peut être visualisée plus tôt si le régime quasi-stationnaire est atteint, d'après notre interprétation des graphes de Desantes *et al.* (2009) et Deshmukh *et al.* (2011). Ces auteurs attribuent cette augmentation à :

- des temps d'atomisation plus longs (basés sur le modèle d'Hiroyasu & Arai (1990)) liés à des vitesses débitante plus faibles [Grimaldi & Postrioti (2000), Postrioti *et al.* (2004)] ;

CHAPITRE 4 – Influence des propriétés physiques des carburants sur le développement macroscopique du spray dans des conditions de non-vaporisation

- une augmentation de l'inertie des gouttes en raison de leur diamètre plus grand [Desantes *et al.*, 2009] lorsque la proportion en biodiesel augmente ;
- une réduction des effets de la cavitation ainsi que du taux de turbulence [Som *et al.*, 2010].

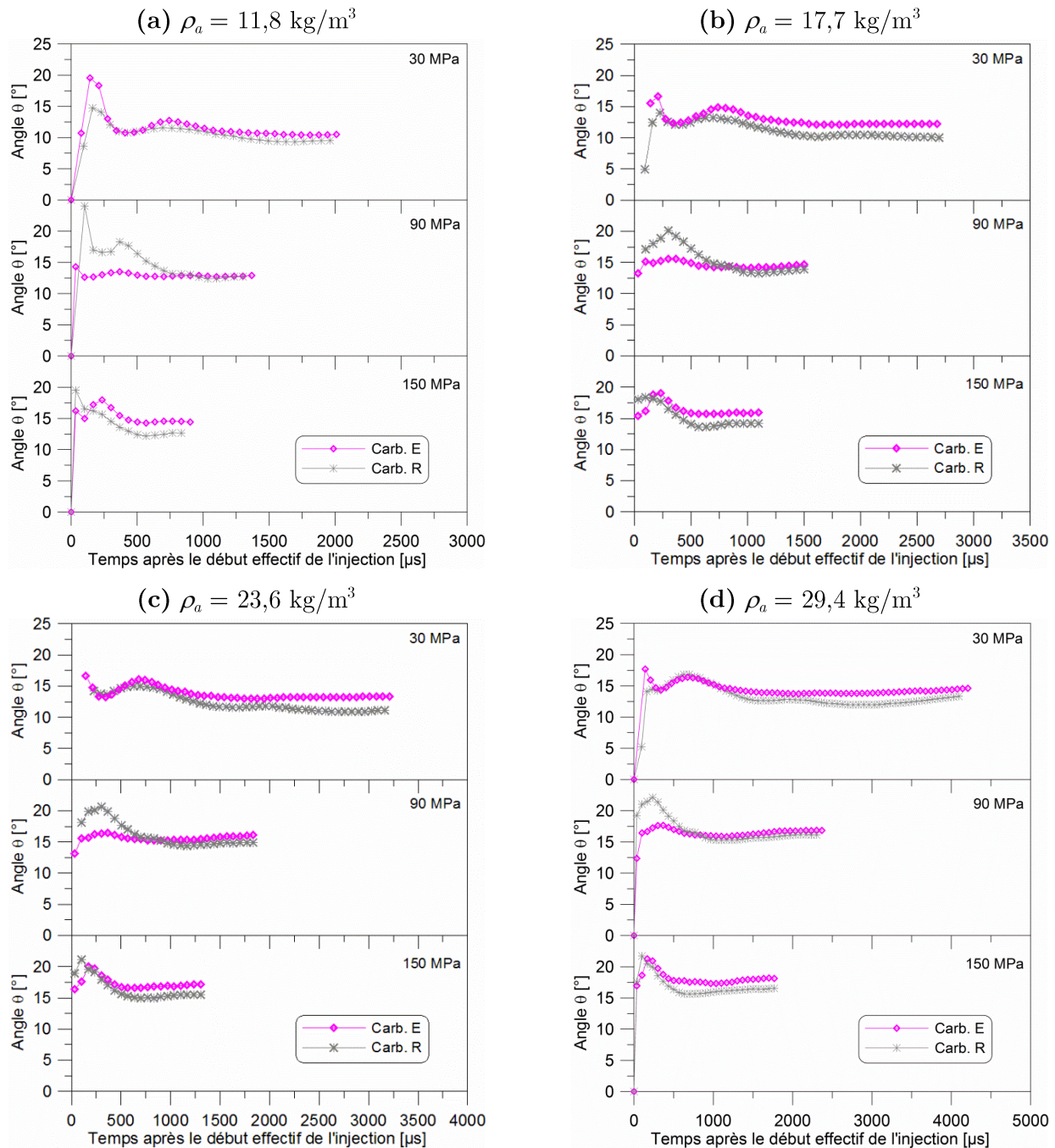


FIG. 4.14 : Évolution temporelle de l'angle du spray – Influence de la viscosité - $P_i = 30$ à 150 MPa, $\rho_a = 11,8$ à $29,4$ kg/m³, $T_a = 297$ K, $t_i = 4000$ μs

D'après l'EQ. 4.11, la viscosité intervient par l'intermédiaire de son effet sur le coefficient de décharge C_d (ou C_v car $C_a = 1$) (contribution n°4 et 5) à faibles différences de pression (FIG. 3.6 (b)) et sur l'angle (contribution 3) (FIG. 4.3).

Si l'angle est considéré à priori comme constant, la réduction du coefficient de décharge entraîne une diminution de la longueur de pénétration. Elle s'explique par des diminutions à la fois de la vitesse débitante (section 3.4.2), du débit masse (section 3.4.1) et ainsi du moment du spray (section 3.4.2). Une nouvelle fois, l'effet de l'angle prédomine et permet d'expliquer les tendances obtenues par le modèle. La diminution de l'angle en régime quasi-stationnaire lorsque la viscosité croît engendre une augmentation de la pénétration.

Il est cependant envisagé que son effet soit plus faible à mesure que la pression d'injection augmente car l'effet de la viscosité sur l'angle s'estompe en moyenne (FIG. 4.3). Toutefois, cela n'apparaît pas sur les évolutions de la FIG. 4.13 (a). En effet, pour une pression d'injection intermédiaire de 90 MPa, les écarts de pénétration entre les carb. « E et R » sont les plus faibles, en raison d'angles de spray mesurés équivalents.

De plus, les résultats expérimentaux ainsi que le modèle montrent que l'effet de la viscosité sur la pénétration décroît lorsque la densité de l'air augmente. En effet, même si les écarts absolus entre les angles sont conservés, les écarts relatifs (en %) diminuent car l'angle augmente avec la densité de l'air.

Par ailleurs, pour les plus faibles pressions d'injection, l'augmentation de la pénétration due à la réduction de l'angle du spray est quelque peu compensée en raison de la diminution du C_d (contribution n°4). Cet aspect est illustré sur la FIG. 4.13 (a) par le trait discontinu si le C_d du carb. « R » était égal à celui du carb. « E ». Cet effet semble secondaire devant celui induit par l'angle.

Finalement, il n'est pas nécessaire d'introduire de notions à propos de l'état de la granulométrie du spray et/ou de la cavitation pour expliquer nos résultats.

Les résultats pour des densités d'air de 17,7 et 23,6 kg/m³ et pour des pressions d'injection de 60 et 120 MPa confirment ces tendances.

Commentaires sur la phase transitoire

Les résultats expérimentaux divergent des prédictions fournies par le modèle de Naber & Siebers pendant la phase instationnaire du développement du spray.

D'après la FIG. 4.14, à 90 MPa (quelle que soit la densité de l'air), après la « zone initiale », la longueur de pénétration devient significativement plus faible pour le carb. « R » (carburant le plus visqueux) par rapport au carb. « E ». Ce comportement est également aperçu pour des pressions d'injection de 60 et 120 MPa, pour lesquelles le spray tend progressivement vers les caractéristiques à 30 et 150 MPa, respectivement.

Focalisant sur une fenêtre de visualisation d'une taille d'environ 45 mm, Postrioti *et al.* (2004) et Allocca *et al.* (2009) ont également constaté une réduction de la pénétration pour les biodiesels comparativement au gazole, sous certaines conditions expérimentales comparables aux nôtres. Payri *et al.* (2008) ont obtenu une évolution semblable en changeant la température du carburant (255 et 298 K) et ainsi la viscosité. Ces derniers associent cette réduction de la pénétration du spray à une baisse du coefficient de décharge. Sous d'autres conditions / type d'injecteur, les différences entre les carburants durant cette zone transitoire sont insignifiantes [Som *et al.* (2010), Deshmukh *et al.* (2011)] comme constaté à 150 MPa sur la FIG. 4.13.

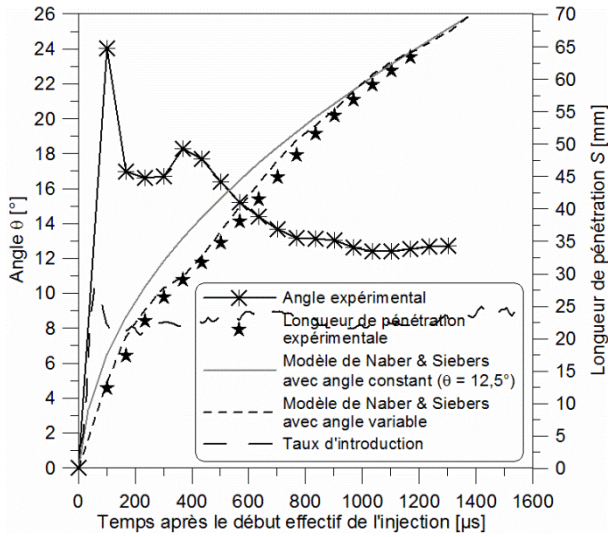
Nos résultats expérimentaux montrent que la diminution de la pénétration du carb. « R » par rapport au carb. « E » est accompagnée d'une augmentation importante de l'angle du spray (FIG. 4.14 (a) à 90 MPa).

Le modèle de Naber & Siebers ne permet pas de corréler la pénétration expérimentale durant la zone transitoire car il ne prend pas en compte les variations de l'angle du spray. En implémentant l'évolution temporelle de l'angle dans le modèle de jet (FIG. 4.15), celui-ci permet une estimation très satisfaisante de la pénétration. Le spray peut ainsi être considéré comme une succession d'états stationnaires.

Le modèle permet donc d'effectuer la mesure de l'angle du spray si la pénétration est connue (plus facile à mesurer en raison du gradient en intensité plus marqué sur les images) pour un taux d'introduction ayant un démarrage pouvant être considéré comme quasi-instantané et ensuite constant.

Les interactions entre les conditions de fonctionnement et les propriétés des carburants durant la phase transitoire du développement du spray sont très difficiles à expliquer. Nous ne connaissons pas les raisons provoquant un angle plus important lorsque la viscosité augmente pour des pressions d'injection intermédiaires (autour de 90 MPa). Par ailleurs, ce comportement est supposé être très dépendant de la géométrie de la buse d'après une comparaison avec d'autres études dans la littérature. Comme expliqué pour la masse volumique du carburant, il pourrait s'agir du phénomène de cavitation (*string cavitation*, c.f. section 1.2) pour de faibles levées d'aiguilles qui serait plus intense pour les carburants les plus visqueux.

(a) Carb. « R » - $P_i = 90$ MPa, $\rho_a = 11,8$ kg/m³



(b) *n*-Dodécane - $P_i = 30$ MPa, $\rho_a = 11,8$ kg/m³

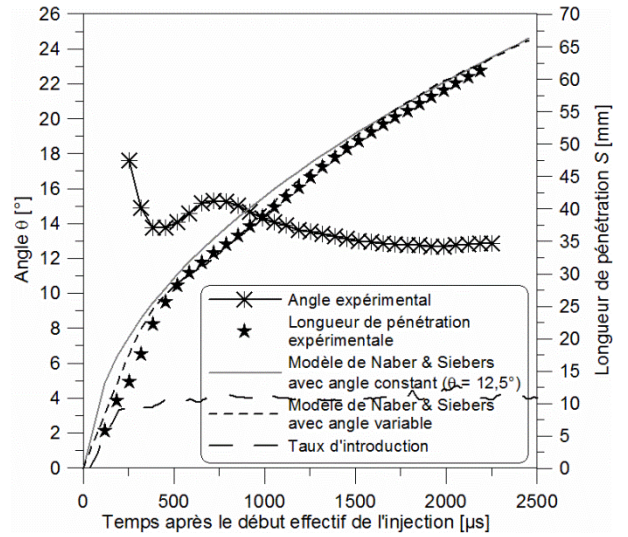


FIG. 4.15 : Comparaison entre l'utilisation du modèle de Naber & Siebers avec un angle constant et un angle variable

4.4 Mélange air-carburant en régime quasi-stationnaire

4.4.1 Présentation du modèle pour l'estimation du mélange air-carburant

L'influence des propriétés des carburants a été évaluée sur le rapport air-carburant, AF avec le modèle de jet proposé par Naber & Siebers (1996) (EQ. 4.12). Ce modèle, basé sur les équations EQ. 4.5 à EQ. 4.10 estime le rapport air-carburant AF moyen sur une coupe radiale quelle que soit la distance axiale x par rapport à l'injecteur. $m_f(x)$ et $m_a(x)$ sont respectivement la masse de carburant

et la masse d'air dans le spray à la distance x , avec $\tilde{x}$ une distance adimensionnée calculée en substituant S par x dans les équations EQ. 4.5, EQ. 4.6 et EQ. 4.9.

$$\frac{1}{AF} = \frac{m_f(x)}{m_a(x)} = \frac{2}{\sqrt{1 + 16 \cdot \tilde{x}^2 - 1}} \propto \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} \cdot \frac{d_0}{x \cdot \tan(\theta/2)} \quad \text{EQ. 4.12}$$

4.4.2 Influence de la masse volumique sur le mélange air-carburant

L'influence de la masse volumique des carburants (avec le n -Dodécane, les carburants « D » et « E ») sur le mélange air carburant (en régime quasi-stationnaire) est représentée en fonction de la distance axiale sur la FIG. 4.16.

Premièrement, le mélange air-carburant augmente proportionnellement avec la distance axiale.

Deuxièmement, l'entraînement d'air augmente avec la densité de l'air en raison de sa dépendance directe (EQ. 4.12) avec la racine carrée de la densité de l'air et aussi en raison de l'augmentation de l'angle du spray (FIG. 4.1).

Inversement, pour une densité d'air et une pression d'injection données, le mélange air-carburant décroît (~ 15 % et ~ 11 % pour respectivement 11,7 et 23,7 kg/m³ de densité d'air) lorsque la masse volumique des carburants augmente. Cela est la conséquence de l'augmentation du débit masse de carburant d'environ 7,7 %, qui est proportionnel à l'augmentation de la racine carrée de la masse volumique (FIG. 3.8) et aussi en raison d'une légère diminution de la tangente de l'angle du spray (FIG. 4.1) de respectivement 7,1 % et 3,6 %.

Pendant la phase transitoire, l'angle du spray peut subitement augmenter, mis en évidence sur la FIG. 4.10. Cela se traduit par une augmentation du rapport air – carburant pouvant compenser l'augmentation du débit.

4.4.3 Influence de la viscosité sur le mélange air-carburant

La FIG. 4.17 indique que l'augmentation de la viscosité (de 2,3 à 7,1 mm²/s) en régime quasi-stationnaire, conduit à une diminution (de 16 et 11 % pour respectivement 30 et 150 MPa) du mélange air-carburant. Cet effet est attribué à la diminution de l'angle du spray (de 15,3 % et 11,0 %).

Comme pour l'influence de la masse volumique, pendant la phase transitoire, une augmentation de l'angle du spray a été observée pour des carburants plus visqueux. Celle-ci se répercute par une augmentation (supposée significative) du rapport air – carburant.

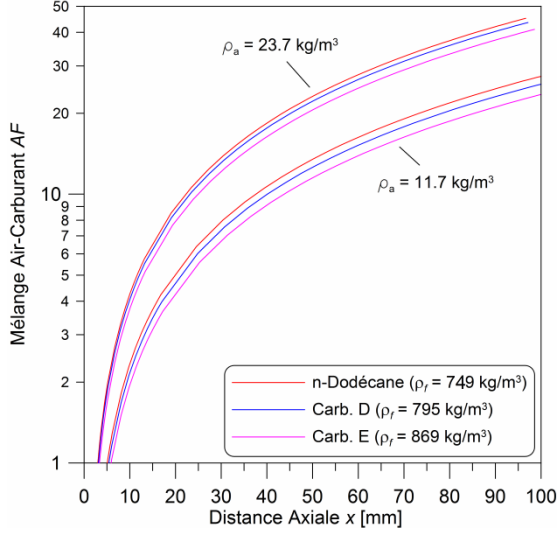


FIG. 4.16 : Estimation de l'influence de la masse volumique sur le mélange air-carburant – $P_i = 90$ MPa, $\rho_a = 11,7$ et $23,7$ kg/m³

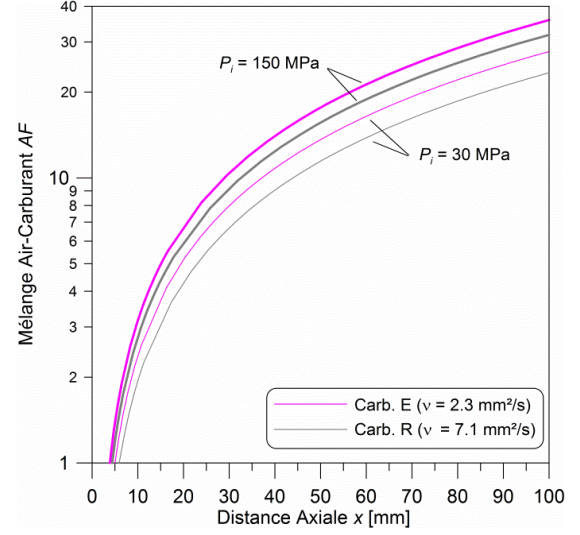


FIG. 4.17 : Estimation de l'influence de la viscosité sur le mélange air-carburant – $P_i = 30$ et 150 MPa, $\rho_a = 17,7$ kg/m³

4.5 Conclusion

Les influences de la masse volumique, de la viscosité et de la tension de surface sur le développement du spray Diesel ont été étudiées dans des conditions de non-vaporisation. Pour cela, des mesures de la longueur de pénétration et de l'angle du spray ont été effectuées avec huit carburants. Certains d'entre eux ont permis une étude mono-paramétrique de ces propriétés. De plus, les interactions avec les conditions de fonctionnement ont été analysées à partir d'une variation de la pression d'injection et de la densité du gaz ambiant. Les expériences ont été conduites dans une enceinte à volume constant pressurisée. Le développement du spray a été visualisé avec une caméra rapide par absorption de la lumière. L'étude a été focalisée sur la phase quasi-stationnaire et les phénomènes relatifs aux phases transitoires au début de l'injection ont été abordés.

L'analyse des résultats a été soutenue par l'utilisation d'un modèle de jet issu de la littérature pour prédire l'évolution de la pénétration du jet ainsi que du procédé de mélange. Une corrélation pour

estimer l'angle du jet a été développée prenant en compte les propriétés des carburants ainsi que les conditions de fonctionnement. Un modèle théorique a été également évalué.

Les résultats ont montré qu'à la fois la viscosité et la masse volumique affectent le développement du spray.

En régime quasi-stationnaire :

- L'angle du spray diminue lorsque la viscosité augmente et de façon moins prononcée lorsque la masse volumique augmente. L'effet des propriétés des carburants s'estompe lorsque principalement la pression d'injection croît.

L'effet de la masse volumique a été attribué à une modification des phénomènes aérodynamiques (ρ_a/ρ_f) et à une diminution de la vitesse débitante dans la section de sortie de l'orifice ($\propto 1/\sqrt{\rho_f}$).

L'effet de la viscosité est imputé à des taux de turbulence plus faibles dans l'orifice de l'injecteur et à l'amortissement des instabilités se développant au sein du jet.

- En raison d'une diminution de l'angle du spray, la longueur de pénétration du spray augmente (jusqu'à 6 à 7 %) lorsque la viscosité et la masse volumique du carburant augmentent. Étant donné que cet effet apparaît pendant la phase quasi-stationnaire, il concerne des sprays d'une longueur supérieure à 30 à 40 mm en général.
- La diminution de l'angle (par augmentation de la masse volumique et de la viscosité) cause une diminution du rapport air-carburant due à une diminution de l'entraînement d'air. L'augmentation de la masse volumique conduit en plus à l'augmentation du débit de carburant et ainsi à davantage de réduction du rapport-air carburant.

En régime transitoire, au début de l'injection, les effets des propriétés des carburants peuvent s'annuler ou même s'inverser. Il a notamment été constaté, sous certaines conditions (P_i , ρ_a), un angle beaucoup plus ouvert pour les carburants les plus visqueux et les plus denses, réduisant la pénétration du spray.

En remplaçant cette étude à l'échelle d'un moteur Diesel conventionnel (de type véhicules légers), c'est-à-dire un rayon de la chambre de combustion n'excédant pas 30 mm, les propriétés des carburants peuvent influencer significativement l'évolution temporelle de la pénétration pendant la phase transitoire (sous certaines conditions). De plus, le développement du spray peut éventuellement atteindre ou non la zone dans laquelle l'angle est quasi-constant, selon la durée de

l'injection. Dans ce cas, utiliser des carburants à faibles masse volumique et viscosité permettrait de réduire la richesse au sein du spray (à iso-*PCO*) et ainsi éventuellement les émissions de suies.

Finalement, ces résultats ont permis d'expliquer et de lier les divergences constatées dans la littérature quant à l'effet de la viscosité sur la pénétration.

CHAPITRE 5

Influence des propriétés physiques des carburants sur la granulométrie locale du spray dans des conditions de non-vaporisation

Les huit carburants étudiés lors de l'étude sur le développement du spray ont été caractérisés en terme de granulométrie. Leur masse volumique variait de 688 à 881 kg/m³ (augmentation de 28 %), la viscosité de 0,5 à 4,7 mm²/s et la tension de surface de 18,0 à 30,1 mN/m à P , T standards.

Les conditions expérimentales sont également identiques à celles de l'étude sur le développement du spray avec une pression d'injection de 30 à 150 MPa, une contre-pression de 1 à 2,5 MPa à la température de la pièce (297 K +/- 4 K). La densité de l'air dans l'enceinte varie de 11,8 à 29,4 kg/m³. Le temps de commande de l'injecteur a été fixé à 4000 μ s et les séquences ont été reproduites 12 fois à une fréquence d'injection de 1 Hz.

Les régimes d'atomisation primaire et secondaire ont été tout d'abord identifiés afin de caractériser l'état d'atomisation du spray Diesel et de constater les évolutions en changeant les propriétés du fluide. L'état du spray à l'endroit de la mesure est également commenté. Les mesures du SMD sont ensuite présentées et la discussion débouche sur la proposition d'une corrélation pour estimer le SMD en fonction des propriétés du fluide et des conditions de fonctionnement. D'autres corrélations issues de la littérature sont évaluées. Finalement, les distributions granulométriques expérimentales sont modélisées à l'aide d'une fonction mathématique issue de la littérature.

5.1 Identification des régimes d'atomisation

Atomisation primaire

D'après la FIG. 5.1, bien que le Re diminue et le Oh augmente notablement avec la viscosité, tous les carburants employés et les points de fonctionnement effectués sont situés dans le même régime d'atomisation : le jet est « censé » être complètement pulvérisé à la sortie de l'orifice avec une production de gouttelettes dont le diamètre moyen est plus petit que la taille de l'orifice.

Les plages de fonctionnement varient de 3500 (carburant « R » à 30 MPa) à 120000 (n -Heptane à 150 MPa) pour le Re et de 10^{-2} (n -heptane) à 10^{-1} (carburant « R ») pour le Oh . Malgré tout, il demeure que le niveau de turbulence à la sortie de l'orifice ne soit pas connu en raison de la faible longueur de l'orifice (profil de vitesse turbulent établi ?) et aux interactions avec la cavitation.

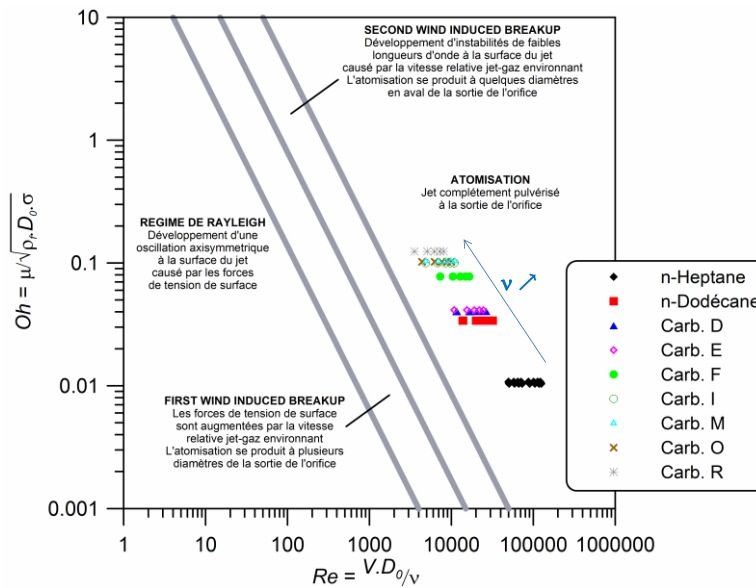


FIG. 5.1 : Classification des régimes d'atomisation primaire de jet [Lefebvre, 1989] – $P_i = 30$ à 150 MPa

Atomisation secondaire

La FIG. 5.2 illustre les régimes de déformation et d'atomisation secondaire identifiés selon Faeth (1996) et Faeth *et al.* (1995) dans les conditions à la sortie de l'injecteur et dans le volume de mesure (50 mm de la buse). Les calculs du nombre de Weber gazeux We_g et du nombre d'Ohnesorge Oh qui décrivent l'atomisation secondaire sont définis par les EQ. 1.4 et EQ. 5.1, où V est la vitesse du spray à la localisation considérée. Le nombre de Weber représente le rapport entre les forces d'inertie et de tension de surface.

Le calcul au niveau de la sortie de l'injecteur a été effectué en utilisant le diamètre de sortie géométrique D_0 et la vitesse débitante V_0 comme exprimée par l'EQ. 2.7. On fait donc ici l'hypothèse que les premières gouttes formées sont de la même taille que le diamètre de l'orifice, ce qui est une approximation couramment effectuée en modélisation.

Le calcul au niveau de la zone de mesure a été effectué en utilisant le SMD mesuré et la vitesse du spray à 50 mm de l'injecteur (à partir de la dérivée de la pénétration).

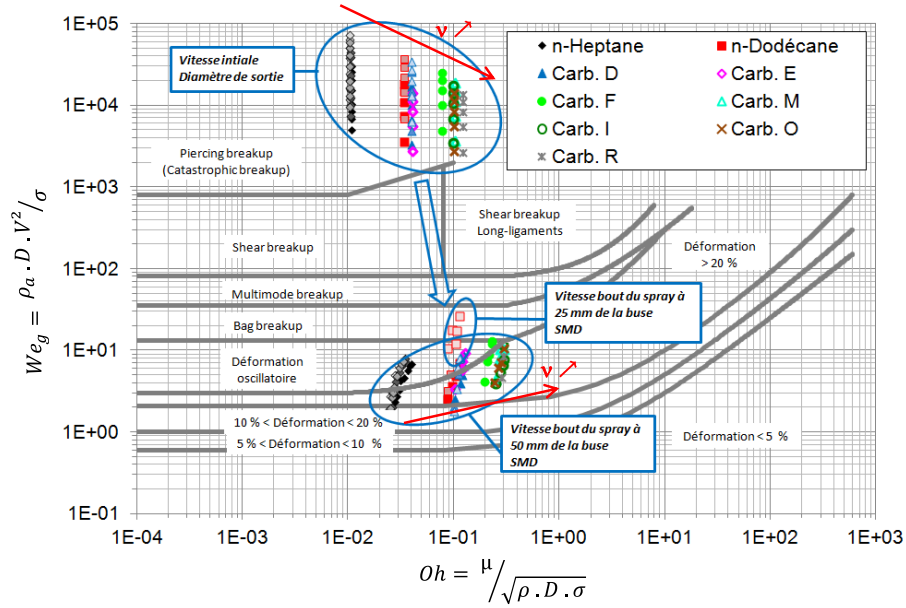


FIG. 5.2 : Régimes de déformation et d'atomisation secondaire [Faeth, 1996] – $P_i = 30$ à 150 MPa – ρ
 $\rho_a = 11,8$ à $29,4$ kg/m³ – $\rho_f / \rho_a = 23,4$ à $74,0$

La figure indique qu'à la sortie de l'injecteur le carburant subit le mécanisme d'atomisation secondaire « *piercing breakup* » (aussi appelé le mécanisme d'atomisation catastrophique) qui produit des gouttelettes de taille microscopique [Lee & Reitz, 2001]. Ces résultats sont semblables à ceux de Chrysosakakis & Assanis (2008) et Kyriakides *et al.* (2009). Ce régime est atteint en raison des vitesses débitante très élevées en sortie de l'orifice (de 200 à 700 m/s). Dans ces conditions, la gamme de variation du nombre de Weber gazeux est de 3.10^3 (carburant « R », 30 MPa, 11,8 kg/m³) à 7.10^4 (*n*-Heptane, 150 MPa, 29,4 kg/m³).

Au niveau de la zone de mesure, l'atomisation semble être finie et les gouttelettes semblent subir de la déformation. Néanmoins, cette affirmation représente un cas critique. En effet, étant donné que la mesure a été effectuée à la périphérie du spray, la vitesse des gouttelettes y est plus faible qu'au centre [Desantes *et al.*, 2007], les gouttelettes doivent donc subir moins de déformation.

Entre ces deux positions (break-up et déformation), les gouttelettes semblent subir le régime « *Shear breakup* » (pour les carburants dont la viscosité est inférieure à 2,3 mm²/s ou le régime « *Shear breakup long ligaments* » (viscosité supérieure à 3,7 mm²/s), puis le régime « *Multimode breakup* » et enfin le régime « *Bag breakup* ». Ces étapes sont schématisées par la FIG. 1.12 et décrites dans le Tableau 1.1.

$$We_g = \frac{\rho_a \cdot d_0 \cdot V^2}{\sigma} \quad \text{EQ. 5.1}$$

5.2 Diamètre Moyen de Sauter (*SMD*)

5.2.1 Influence de la masse volumique sur le *SMD*

Les FIG. 5.3 et FIG. 5.4 illustrent l'influence de la masse volumique sur le *SMD*, tracées respectivement en fonction de la densité de l'air et de la différence de pression. Egalement apparent, les tracés des résultats obtenus à partir de la corrélation empirique proposée, qui sera détaillée à la fin de cette section.

Le *SMD* décroît lorsque la pression d'injection augmente et la densité de l'air diminue. Ces tendances sont similaires à Elkotb (1982), Hiroyasu *et al.* (1989) et Chi & Kim (1993). La diminution du *SMD* avec la pression d'injection est attribuée à l'augmentation de la vitesse relative entre le carburant éjecté et l'air environnant (augmentation du nombre de Weber) [Hiroyasu *et al.* (1989), Faeth *et al.* (1995)] associée à des niveaux de turbulence plus élevés (augmentation du *Re*).

L'augmentation du *SMD* avec la densité de l'air n'est pas cohérente avec l'élévation du nombre de Weber gazeux calculé avec la vitesse débitante du carburant en sortie de buse. En revanche, soumis à des densités d'air élevées, le spray et par conséquent les gouttelettes décélèrent rapidement. Cela peut entraîner une diminution du nombre de Weber effectif ($V_{goutte} - V_{air}$) et handicaper l'atomisation secondaire. De plus, lorsque la densité d'air augmente (et ainsi la contre-pression), la cavitation devient moins sévère (FIG. 3.17) et éventuellement défavorise l'atomisation. Cette hypothèse semble être la moins plausible car la cavitation n'a pas été perçue comme un phénomène impactant significativement d'autres caractéristiques de l'injection comme l'angle du spray.

Hiroyasu *et al.* (1989) ont montré (FIG. 5.5) que la tendance s'inverse pour de faibles pressions d'injection (7 – 8 MPa). Il est donc supposé que le processus d'atomisation diffère.

Finalement, l'augmentation de la masse volumique de 749 à 869 kg/m³ conduit à une légère augmentation du *SMD* (d'environ 1 µm) sur toute la plage de fonctionnement. Bien que ces différences soient très faibles, de surcroît du même ordre de grandeur que l'erreur de mesure (+/- 1,5 µm), ce comportement s'est avéré très reproductible et a ainsi attiré notre attention.

Nous expliquons ce phénomène par la diminution de la vitesse d'injection, qui est inversement proportionnel à la racine carrée de la masse volumique (FIG. 3.14), pour une pression d'injection donnée. D'autre part, comme le rapport air-carburant diminue avec l'augmentation de la masse volumique (FIG. 4.16), la probabilité de collisions et de coalescences est plus forte.

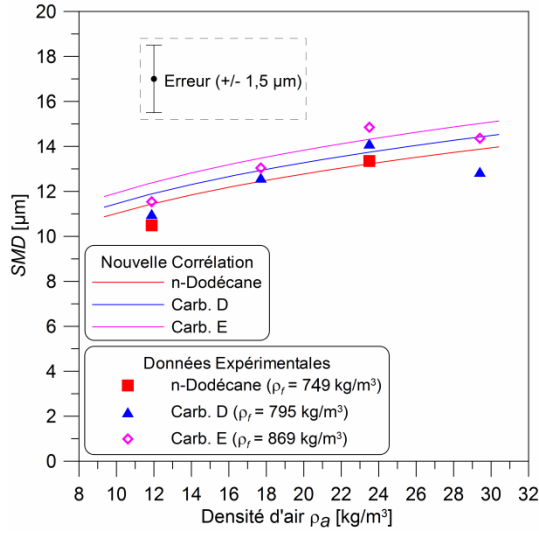


FIG. 5.3 : Valeurs estimées et données expérimentales du *SMD* en fonction de la densité de l'air – Influence de la masse volumique - $P_i = 90$ MPa, $\rho_a = 11,8$ à $29,4$ kg/m³, $T_a = 297$ K

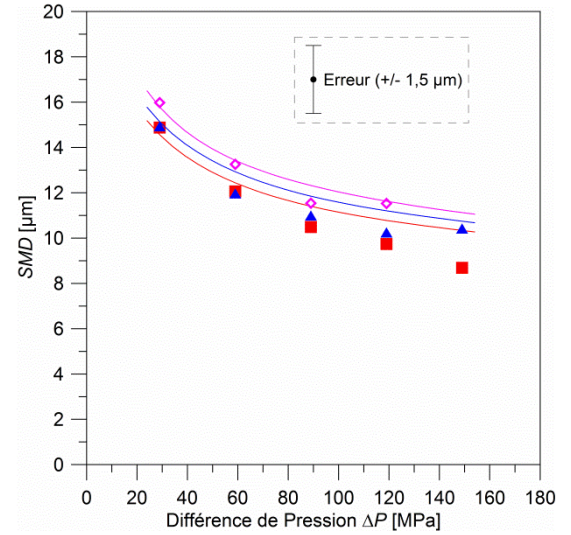


FIG. 5.4 : Valeurs estimées et données expérimentales du *SMD* en fonction de la différence de pression – Influence de la masse volumique - $P_i = 30$ à 150 MPa, $\rho_a = 11,8$ kg/m³, $T_a = 297$ K

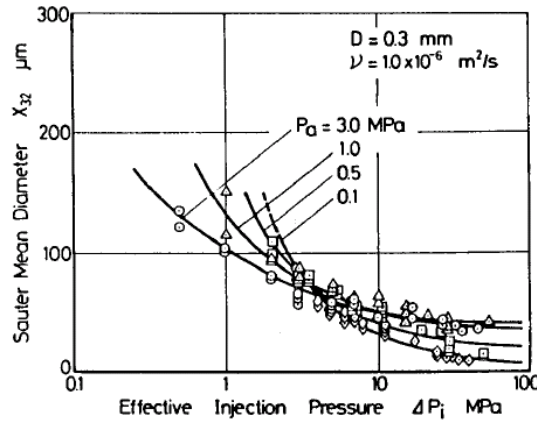


FIG. 5.5 : Influence de la contre-pression sur le *SMD* [Hiroyasu *et al.*, 1989]

5.2.2 Influence de la viscosité sur le *SMD*

Les FIG. 5.6 et FIG. 5.7 illustrent l'augmentation du *SMD* avec la viscosité comme observée par d'autres d'auteurs [Elkotb (1982), Hiroyasu *et al.* (1989)]. Pour les carburants « E » et « R » (masses volumique similaires), une augmentation de la viscosité de 2,3 à 7,1 mm²/s engendre une hausse du *SMD* d'environ 3 µm.

La viscosité réduit la turbulence à la sortie de l'orifice et atténue les instabilités (aérodynamique, cavitation) et la déformation des gouttelettes [Faeth, 1996] : le nombre d'Ohnesorge augmente.

Les résultats d'Hiroyasu *et al.* (1989) (FIG. 5.8) permettent de compléter notre étude. Ils indiquent qu'il existe une pression d'injection minimale pour produire un spray « finement » atomisé. Cette pression limite comme le *SMD* augmentent avec la viscosité. Même si la pression d'injection est supérieure à 80 MPa, l'effet de la viscosité est toujours visible.

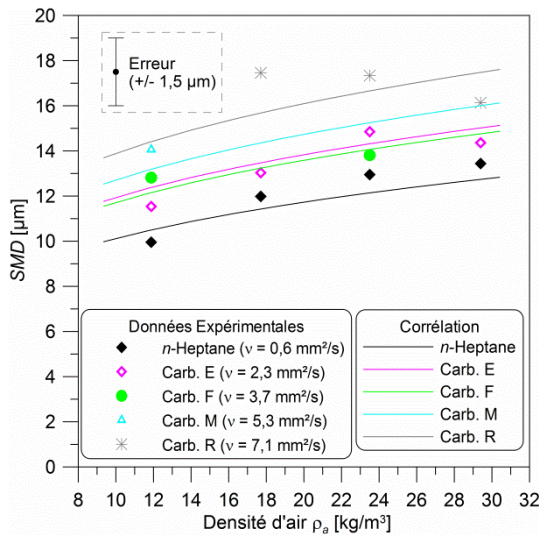


FIG. 5.6 : Valeurs estimées et données expérimentales du *SMD* en fonction de la densité d'air – Influence de la viscosité - $P_i = 90$ MPa, $\rho_a = 11,8$ à $29,4$ kg/m³, $T_a = 297$ K

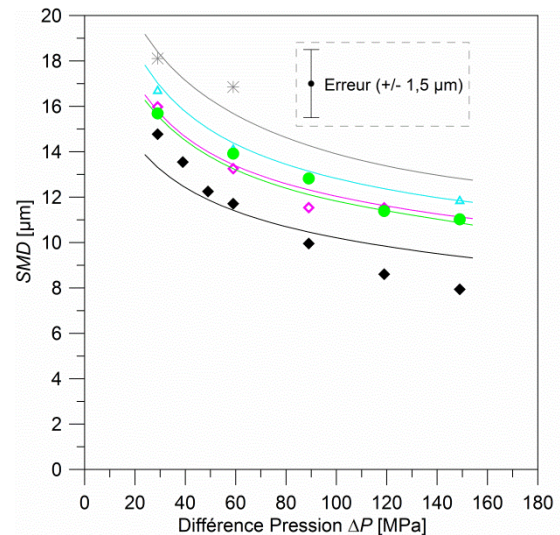


FIG. 5.7 : Valeurs estimées et données expérimentales du *SMD* en fonction de la différence de pression – Influence de la viscosité - $P_i = 30$ à 150 MPa, $\rho_a = 11,8$ kg/m³, $T_a = 297$ K

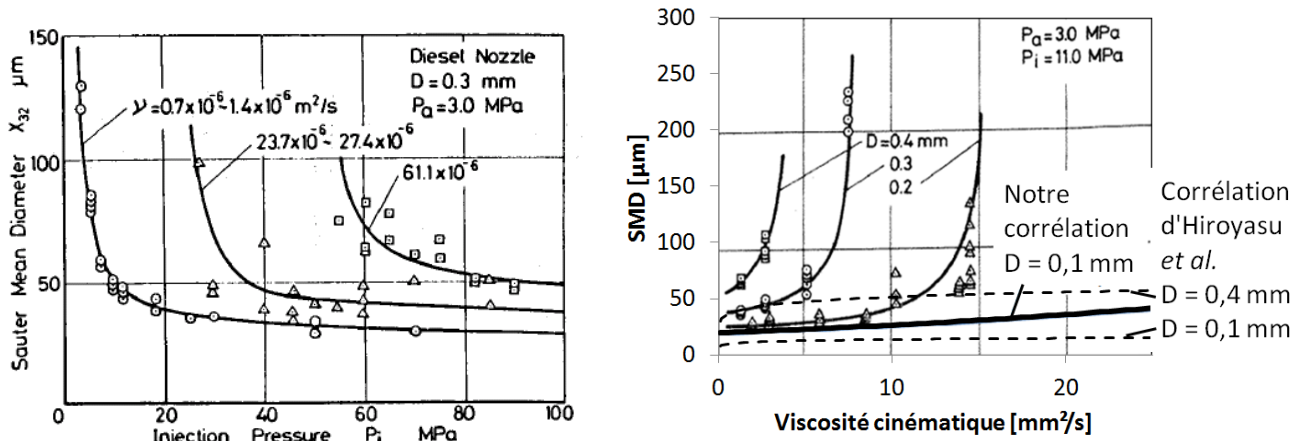


FIG. 5.8 : Influence de la viscosité sur le SMD [Hiroyasu *et al.*, 1989]

5.2.3 Corrélation pour l'estimation du SMD

Une corrélation empirique (EQ. 5.2) pour le SMD est proposée comme illustrée sur les FIG. 5.3 à FIG. 5.7. Celle-ci prend en considération l'influence de la masse volumique, de la viscosité à la température de fonctionnement et les conditions d'expérimentales (la vitesse débitante à la sortie de l'orifice et la densité de l'air). Avec ν est en mm^2/s et V_0 en m/s . Les valeurs des coefficients dans l'EQ. 5.2 sont détaillées dans le Tableau 5.1.

$$SMD = Cste \cdot V_0^a \cdot \rho_a^b \cdot \rho_f^c \cdot \exp(d \cdot \nu) \quad \text{EQ. 5.2}$$

Tableau 5.1 : Corrélation sur le SMD - Valeur des coefficients

$Cste$	a	b	c	d
9,57	-0,37	0,21	0,28	0,03

L'erreur maximale sur le SMD est représentée sur la FIG. 5.9. Elle est d'environ $\pm 13 \%$ pour huit carburants et 132 points comparable à Elkotb (1982) et Hiroyasu *et al.* (1989). La corrélation a été validée pour des densités d'air de 11,8 à 29,4 kg/m^3 (à $T_a = 297 \text{ K}$), des pressions d'injection de 30 à 150 MPa, des masses volumiques du fluide de 681 à 877 kg/m^3 , des viscosités de 0,6 à 7,1 mm^2/s et des tensions de surface de 18 à 30 mN/m .

Une fonction exponentielle a été employée pour capter au mieux l'effet de la viscosité sur le SMD . En effet, le SMD augmente rapidement lorsque la viscosité cinématique s'élève au-dessus d'une certaine valeur [Hiroyasu *et al.*, 1989] (FIG. 5.8).

Les valeurs des coefficients a et b sont proches de celles obtenues par Hiroyasu *et al.* (1989) : respectivement -0,39 et 0,10.

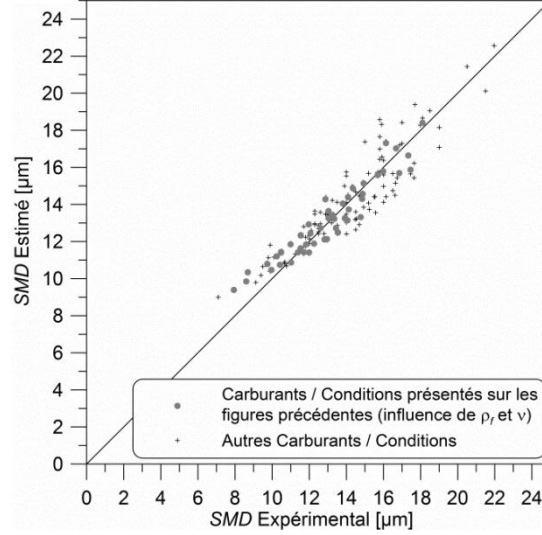


FIG. 5.9 : SMD estimé en fonction du SMD expérimental

Remarque concernant les corrélations existantes

Avant de définir cette nouvelle corrélation, trois formes de corrélations provenant de la littérature ont été évaluées : celles de Faeth *et al.* (1995) (EQ. 5.3), d’Hiroyasu *et al.* (1989) (EQ. 5.4) et d’Elkottb (1982) (EQ. 5.5).

En optimisant la $Cste$ uniquement et en gardant les coefficients en exposant comme cités dans leurs articles respectifs, il vient une erreur comprise entre 50 et 60 % pour les corrélations de Faeth *et al.* et d’Elkottb et une meilleure prédictivité (avec une erreur de 20 %) pour la corrélation d’Hiroyasu *et al.*.

En optimisant tous les coefficients, ces trois corrélations donnent une erreur de 15 %, similaire à celle de la corrélation proposée (erreur = 13 %).

En dépit de performances similaires de ces trois formes de corrélation à l’égard de celle proposée dans cette étude, celles-ci ne permettent pas de représenter l’effet observé (toutefois très faible) de la masse volumique des carburants. De plus, la tendance exponentielle de l’effet de la viscosité sur le SMD , observée d’après nos résultats et les graphes d’Hiroyasu *et al.* (1989) n’est pas modélisée.

$$SMD = 10^6 \cdot Cste \cdot \left(\frac{\rho_a}{\rho_f} \right)^a \cdot We_f^b \cdot Re_f^c \cdot \frac{\sigma}{\rho_a \cdot V^2} \quad \text{EQ. 5.3}$$

$$SMD = 10^6 \cdot D_0 \cdot Cste \cdot Re_f^a \cdot We_f^b \cdot \left(\frac{\mu_f}{\mu_a}\right)^c \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^d \quad \text{EQ. 5.4}$$

$$SMD = 10^6 \cdot D_0 \cdot Cste \cdot Re_f^a \cdot We_g^b \cdot Cd^c \cdot \left(\frac{\rho_f}{\rho_a}\right)^d \quad \text{EQ. 5.5}$$

Remarque concernant l'influence de la tension de surface

De même que pour l'étude sur l'angle du spray, il a été constaté qu'une variation de la tension de surface de 16 à 30 mN/m (valeurs données à 25°C) a peu d'influence sur le *SMD* de 30 à 150 MPa de pression d'injection.

La procédure amenant à cette conclusion est identique à celle employée concernant l'angle du spray : les carburants « C » et « D » ont été comparés. Par ailleurs, la tension de surface a été initialement considérée dans la corrélation (σ). Il en a résulté un impact négligeable de cette propriété sur le *SMD* (coefficient en exposant inférieur à 10^{-3}).

Hiroyasu *et al.* (1989) (FIG. 1.18) avec une variation plus importante de la tension de surface (de 33,5 à 66,0 mN/m) ont montré que cette propriété a pour effet d'augmenter le *SMD* pour des pressions d'injection inférieures à 60 MPa. Nous n'avons pas constaté cet effet.

Le fait que la tension de surface n'a plus d'impact sur le *SMD* à partir d'une pression d'injection seuil, s'explique par des valeurs du nombre de Weber suffisamment élevées pour que l'atomisation soit principalement pilotée par la vitesse relative entre le liquide et le gaz environnant.

Remarque concernant l'impact de la baisse du *Cd* sur le *SMD* lorsque la viscosité augmente (à 30 MPa)

Une diminution du coefficient de décharge de 10 % à 30 MPa de pression de d'injection (par augmentation de la viscosité) conduit à une augmentation supplémentaire du *SMD* de 4 % ($\sim 0,6 \mu\text{m}$) selon la corrélation proposée, en raison d'une diminution de la vitesse débitante.

5.3 Distributions granulométriques

La distribution existe car les tailles de gouttes formées par un spray sont distribuées entre un diamètre minimal supérieur à zéro et un diamètre maximal fini. Ce dernier existe en raison des forces agissant sur la goutte, l'atomisant en de plus petites. Tandis que le diamètre minimal existe

en raison des forces cohésives de tension de surface qui augmentent lorsque la taille de goutte tend vers zéro et que les forces en présence ne peuvent pas prendre le dessus sur ces forces de tension de surface.

5.3.1 Présentation de la fonction de modélisation des distributions granulométriques

Afin de corréler les distributions granulométriques volumiques issues des expériences, la fonction Gamma généralisée à trois paramètres développée par Dumouchel (2006) a été utilisée. Cette formulation a été développée à partir d'une méthode analytique basée sur le formalisme d'entropie maximale MEF (*Maximum Entropy Formalism*) [Babinsky & Sojka, 2002]. Une telle méthode ne considère uniquement que l'état initial (conditions initiales) et final (distribution granulométrique résultante) du procédé d'atomisation ; le mécanisme intermédiaire exact étant ignoré.

Cette méthode a été jugée utile pour décrire des procédés dominés par l'atomisation secondaire pour lesquels la physique de l'atomisation est de nature très stochastique [Babinsky & Sojka, 2002], ce qui est le cas du spray Diesel. De plus, cette fonction Gamma a déjà prouvé sa capacité à modéliser les distributions granulométriques pour des sprays en phase liquide produits à partir de différents atomiseurs (atomiseur ultrasonique, injecteur essence basses pressions et atomiseur bi-fluide air-liquide) [Lecompte & Dumouchel, 2008]. Elle offre également une bonne prédictivité et permet donc l'extrapolation des distributions hors du champ de mesure.

L'expression de la distribution granulométrique volumique $f_v(D)$ est explicitée par l'EQ. 5.6, dans laquelle Γ est la fonction Gamma et D le diamètre des gouttelettes. Les trois paramètres sont deux coefficients q et α , qui contrôlent la forme de la distribution et un diamètre de contrainte D_{q0} , qui positionne la distribution dans l'espace des diamètres. Ces paramètres ne sont donc pas à interpréter comme de simples coefficients de recalage mais contiennent de l'information sur le procédé d'atomisation.

Dans cette étude, D_{q0} a été représenté par le *SMD* et une constante k , tel que : $D_{q0} = k \cdot SMD$. Le choix du *SMD* a été motivé par le fait qu'il a déjà été prouvé qu'il peut représenter à lui seul la distribution granulométrique [Simmons (1977), Faeth (1996), Faeth *et al.* (1995)].

$$f_v(D) = \frac{q}{\Gamma\left(\frac{\alpha+3}{q}\right)} \left(\frac{\alpha}{q}\right)^{\frac{\alpha+3}{q}} \frac{D^{\alpha+2}}{D_{q0}^{\alpha+3}} \exp\left(-\frac{\alpha}{q} \left(\frac{D}{D_{q0}}\right)^q\right) \quad \text{EQ. 5.6}$$

Les paramètres q et α à optimiser sont délimités mathématiquement par deux régions :

$$q > 0 \text{ et } \alpha > 1 \quad \text{ou} \quad q < 0 \text{ et } \alpha < -3$$

Cependant, Dumouchel (2006) ajoute dans le cas de q positif, l'utilisation de $\alpha \leq 2$ conduit à un comportement qui n'est pas a priori physiquement réaliste. Cela s'illustre sur la FIG. 5.10, sur laquelle les distributions numériques ont été déterminées. La figure montre que pour $\alpha \leq 2$, les distributions affichent un nombre de gouttes non-nul lorsque le diamètre est égal ou infiniment proche de zéro. Il est donc « recommandé » d'utiliser $\alpha > 2$ lorsque q est positif pour que la distribution mathématique soit physiquement réaliste.

Il convient d'insister sur le fait que ce comportement se remarque sur les distributions numériques qui peuvent être obtenues grâce aux relations explicitées par Dumouchel (2006) les liant aux distributions volumiques.

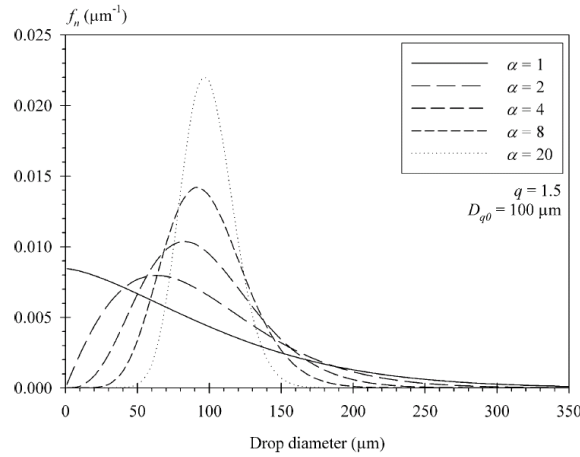


FIG. 5.10 : Influence de la valeur de α sur la distribution numérique [Dumouchel, 2006]

5.3.2 Procédure d'optimisation des coefficients

Pour huit carburants et l'ensemble des conditions expérimentales, les trois coefficients q , α et k ont été optimisés afin d'établir la corrélation avec les distributions expérimentales selon la procédure détaillée par Lecompte & Dumouchel (2008).

Il semble important de préciser que lors de l'optimisation des coefficients, la population des plus petites gouttelettes formant un autre pic (comme sur la FIG. 5.12) n'a pas été prise en compte. Cette population représente un faible pourcentage du volume total (pas plus de 5 % [Dumouchel *et al.*, 2003]) et sa signification n'a pas été prouvée. Il est cependant supposé que celle-ci provient du

traitement des distributions en intensité lumineuse par l'algorithme dans le logiciel RTsizer (réglage des paramètres de calcul) ou à des erreurs de mesure (liées à la diffraction multiple).

Pour chaque cas expérimental, deux optimisations doivent être effectuées : la première avec le paramètre q positif, la seconde avec un paramètre q négatif. Le calcul des paramètres se fait par la minimisation du nombre de Kullback-Leibler I (EQ. 5.7). Ce nombre mesure l'écart entre deux distributions. Un nombre I faible indique que les distributions p_i et p_{ei} sont proches l'une de l'autre. Enfin, la meilleure solution est identifiée comme celle reportant le nombre I le plus faible.

p_i est la distribution mathématique (EQ. 5.8) et p_{ei} la distribution expérimentale (EQ. 5.9), avec $M_v(Di)$ la distribution volumique reportée par la mesure par diffraction laser.

Lors de l'optimisation des paramètres pour $q > 0$, il a été choisi de contraindre α pour qu'il soit toujours supérieur à 2 (afin que la distribution numérique résultante soit physiquement correcte). Une comparaison a tout de même été effectuée avec $\alpha > 1$, retournant de faibles différences.

$$I = \sum_i p_i \left| \ln \left(\frac{p_i}{p_{ei}} \right) \right| + \sum_i p_{ei} \left| \ln \left(\frac{p_{ei}}{p_i} \right) \right| \quad \text{EQ. 5.7}$$

$$p_i = \int_{D_i - \frac{\Delta D_i}{2}}^{D_i + \frac{\Delta D_i}{2}} f_v(D) dD \quad \text{EQ. 5.8}$$

$$p_{ei} = M_v \left(D_i + \frac{\Delta D_i}{2} \right) - M_v \left(D_i - \frac{\Delta D_i}{2} \right) \quad \text{EQ. 5.9}$$

5.3.3 Application de la MEF

La FIG. 5.11 compare les nombres de Kullback-Leibler, I_{F1} et I_{F2} , obtenus pour toutes les conditions de fonctionnement et huit carburants. La figure révèle qu' I_{F1} est toujours inférieur à I_{F2} . Les distributions sont donc mieux représentées par la fonction Gamma utilisant un paramètre q positif.

La FIG. 5.12 compare les solutions obtenues lorsque q est à la fois inférieur et supérieur à zéro à la distribution expérimentale. Les deux formulations permettent de représenter la distribution expérimentale de façon satisfaisante. Cependant, comme prévu par le calcul du nombre de Kullback-Leibler, les données semblent mieux corrélées lorsque q est positif.

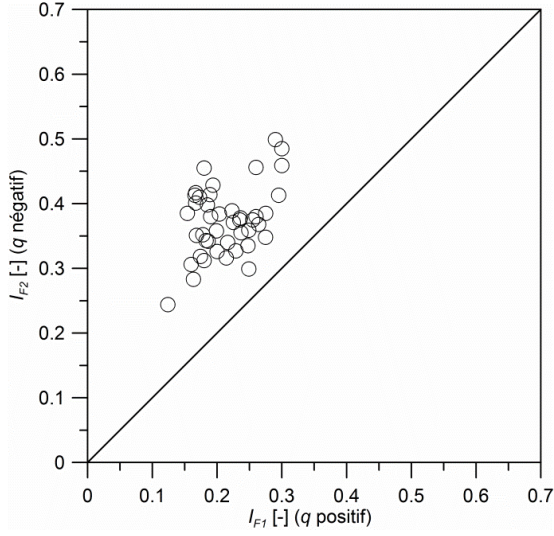


FIG. 5.11 : Comparaison des nombres de Kullback-Leibler

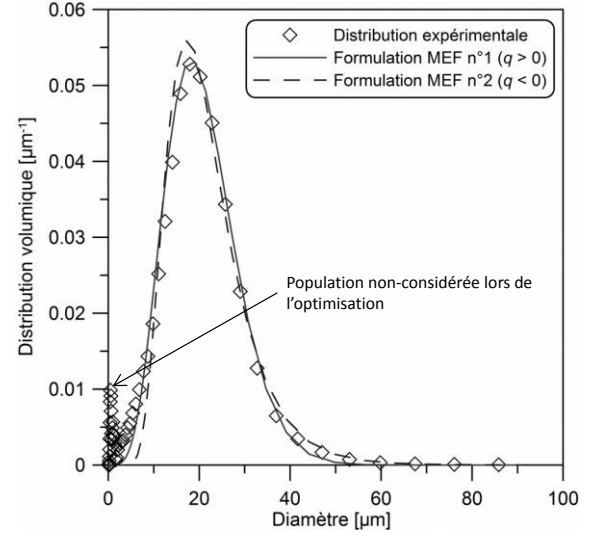


FIG. 5.12 : Comparaison entre la distribution expérimentale et les deux formulations de la MEF – n -Heptane – $P_i = 30$ MPa, $\rho_a = 11,8$ kg/m³

La FIG. 5.13 présente l'évolution des paramètres q , α et k en fonction de la pression d'injection. Elle montre qu'il n'y a pas de tendance identifiable à propos des évolutions des paramètres q , α et k en fonction de la pression d'injection, contrairement à d'autres types d'atomiseurs [Lecompte & Dumouchel, 2008]. L'évolution de ces paramètres en fonction des autres variables (P_b , ρ_a , ρ_f , v) a également été vérifiée sans observer de tendances évidentes. Il est donc supposé que ces variations soient éventuellement liées aux fluctuations dues aux imprécisions de la mesure.

Les valeurs des paramètres ont ainsi été moyennées et considérées comme constantes pour tous les carburants et toutes les conditions de fonctionnement. Elles sont répertoriées dans le Tableau 5.2. A noter que lors de l'optimisation, pour de nombreux cas, la valeur de α a atteint sa valeur limite minimale ($\alpha = 2$).

Par ailleurs, étant donné que la valeur de k est toujours inférieure à 1, le diamètre caractéristique D_{q0} est inférieur au SMD . Considérer les paramètres comme constant signifie que pour un SMD donné, quelle que soit la façon de l'obtenir, la distribution est identique, ce qui est le cas pour nos expériences (FIG. 5.14).

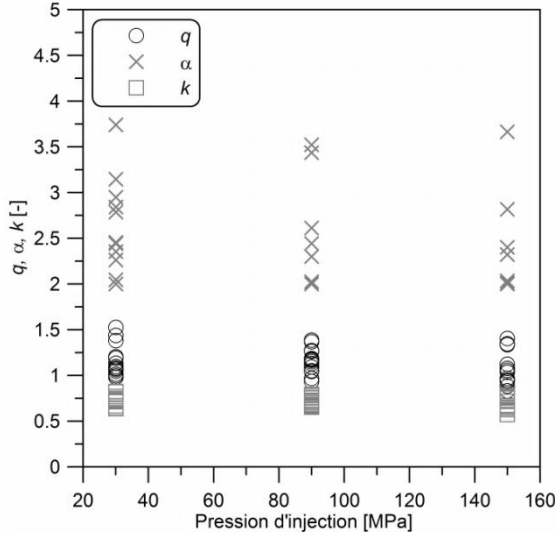


FIG. 5.13 : Évolution des paramètres q , α et k en fonction de la pression d'injection

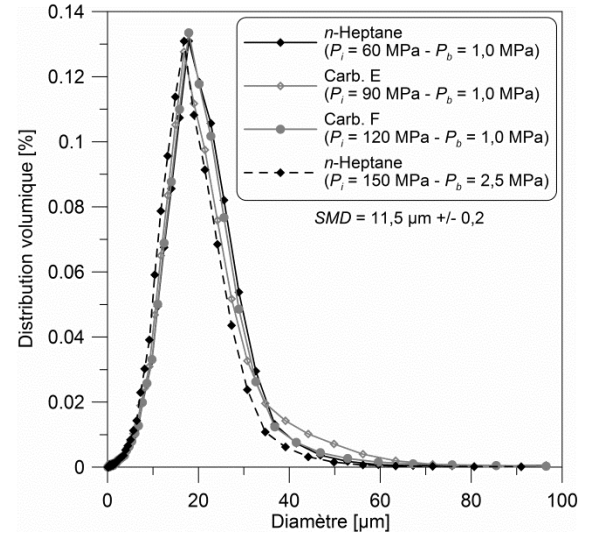


FIG. 5.14 : Distribution granulométrique à iso- SMD pour différents carburants et conditions

Tableau 5.2 : Fonction gamma - Valeurs moyennes des paramètres selon la FIG. 5.13

q	α	k
$1,15^{+0,38}_{-0,26}$	$2,35^{+1,39}_{-0,35}$	$0,71^{+0,12}_{-0,14}$

Comme montré par la FIG. 5.15, les distributions granulométriques expérimentales sont bien représentées par la fonction Gamma généralisée avec les trois paramètres constants. Elle capte l'influence des conditions de fonctionnement (P_i et ρ_a) ainsi que les propriétés des carburants (masse volumique et viscosité). Une augmentation du SMD , par diminution de la pression d'injection ou par augmentation de la densité d'air, de la masse volumique et de la viscosité, décale et étend vers des diamètres plus élevés les distributions granulométriques. Ces résultats sont en accord avec Elkothb (1982).

Les SMD issus des distributions granulométriques obtenues avec la fonction Gamma ont été calculés et comparés aux SMD expérimentaux (FIG. 5.16). Il vient une augmentation d'environ 19 % ($\sim 1,5$ à $4,1 \mu m$) du SMD recalculé par rapport au SMD expérimental. Il est possible que cela soit dû à la non-prise en compte d'une petite partie des distributions expérimentales par la fonction Gamma, tout particulièrement pour des diamètres compris entre 0 et $5 \mu m$ (FIG. 5.15). Ce résultat peut être considéré comme convenable étant donné l'erreur absolue difficilement quantifiable entre le SMD mesuré et réel.

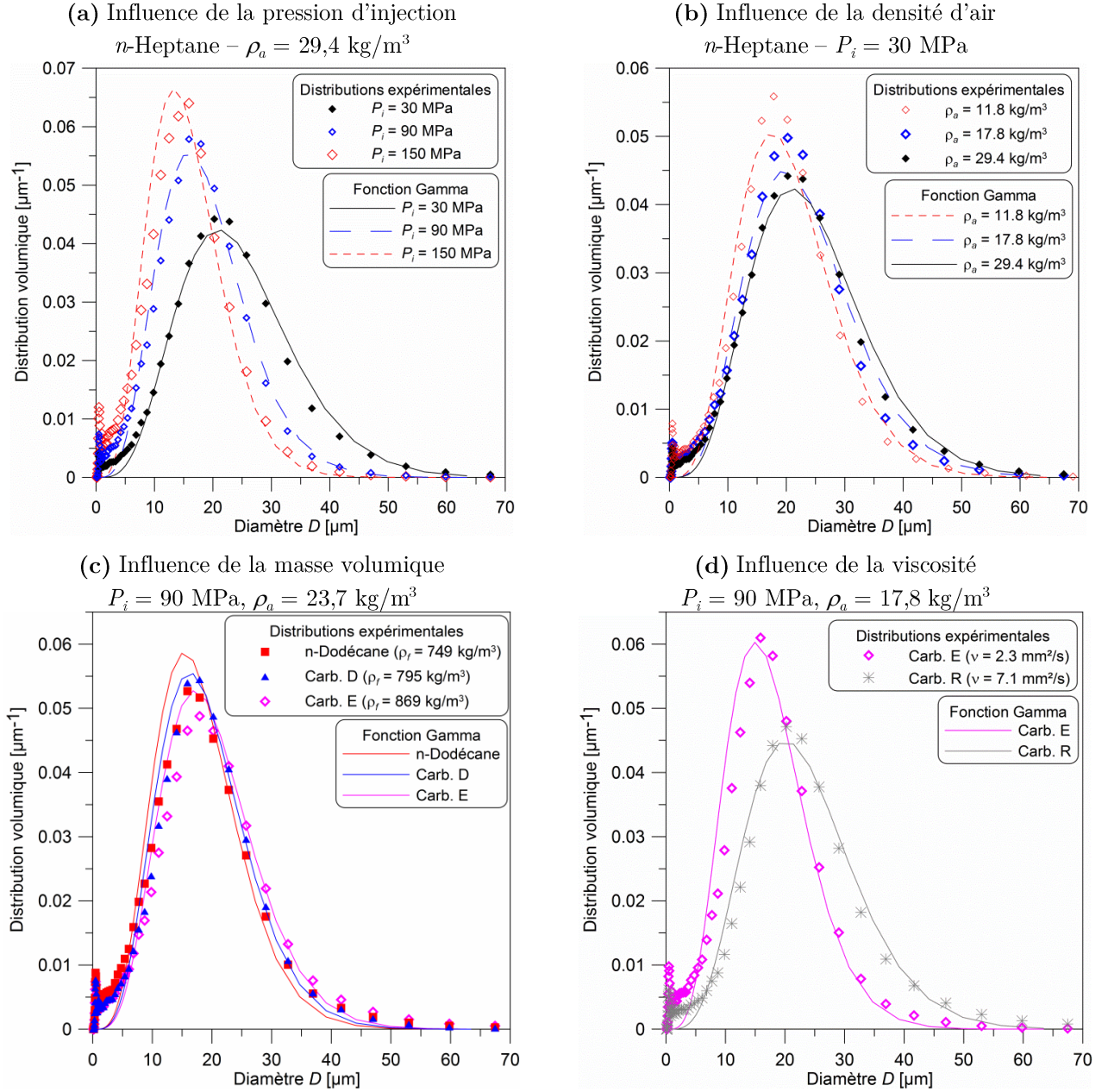


FIG. 5.15 : Comparaisons entre les distributions expérimentales et la fonction Gamma

Le principal résultat est la capacité de cette fonction à pouvoir modéliser les distributions granulométriques locales d'un spray Diesel, avec des paramètres constants. L'unique variable est le SMD dépendant des conditions de fonctionnements et des propriétés du fluide. Cela confirme le fait que le SMD contient toutes les informations de la distribution [Simmons (1977), Faeth *et al.* (1995), Faeth (1996)].

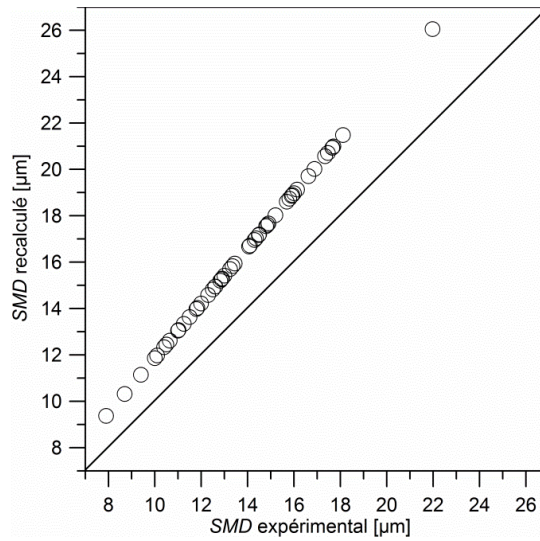


FIG. 5.16 : Comparaison entre les SMD expérimentaux et les SMD calculés à partir des distributions issues de la fonction Gamma à trois paramètres

5.4 Conclusion

Les influences de la masse volumique, de la viscosité et de la tension de surface sur la granulométrie locale (50 mm de la buse, à la périphérie du spray) du spray Diesel ont été étudiées dans des conditions de non-vaporisation. Pour cela, des mesures de distributions granulométriques ont été effectuées à l'aide de la technique de diffraction laser et le SMD a été calculé durant la phase quasi-stationnaire de l'injection. Les expériences ont été conduites avec les mêmes supports (enceinte, injecteur, carburants, conditions) que pour les mesures de taux d'introduction et de caractérisation du développement du spray. L'analyse des diagrammes d'atomisation a montré que quelles que soient les conditions et les carburants testés dans cette étude, le spray Diesel semble subir et traverser les mêmes mécanismes d'atomisation. De plus, ils indiquent qu'à l'endroit de la mesure, l'atomisation semble terminée. Une corrélation pour estimer le SMD a été développée prenant en compte les propriétés des carburants ainsi que les conditions de fonctionnement. Au préalable, diverses corrélations provenant de la littérature ont été évaluées. Finalement, les distributions granulométriques expérimentales ont été corrélées avec succès par la fonction Gamma issue de la littérature, utilisant des paramètres constants. Dans notre cas, le SMD est l'unique variable.

Les résultats ont montré que la viscosité et la masse volumique affectent la granulométrie locale du spray. En revanche, aucune dépendance en relation avec la tension de surface n'a été obtenue. Cela peut s'expliquer par la faible gamme de variation de cette propriété ainsi que d'un nombre de Weber relativement élevé dans les conditions de l'injection Diesel.

L'augmentation de la viscosité et à un ordre inférieur de la masse volumique du carburant induit une légère augmentation (jusqu'à 3 μm environ) du *SMD*. L'effet de la masse volumique est supposé provenir d'une diminution de la vitesse débitante dans la section de sortie de l'orifice et d'une augmentation de la probabilité de coalescences entre les gouttelettes due à une augmentation du rapport carburant / air dans le spray. L'effet de la viscosité s'explique probablement par une diminution du taux de turbulence dans l'orifice de l'injecteur et à l'amortissement des instabilités aérodynamiques, tous deux, dégradant l'atomisation.

CHAPITRE 6

Influence des propriétés physiques des carburants sur le développement des phases liquide et vapeur du spray dans des conditions de vaporisation

Ce chapitre est dédié à l'étude du développement du spray Diesel dans des conditions d'évaporation dans un moteur à accès optique alimenté en diazote afin d'éviter la combustion du mélange air-carburant. Après avoir listé les carburants testés ainsi que les conditions de fonctionnement, l'analyse des résultats est présentée en deux parties.

La première traite de l'évolution de la phase liquide. Le modèle de Siebers, qui a été utilisé pour corréler nos mesures de pénétration liquide maximale y est présenté. La théorie sur laquelle repose le modèle a été utilisée pour comprendre les effets observés entre les différents carburants. Les tendances ont été extrapolées en fonction de la pression d'injection et des conditions thermodynamiques (ρ_a, T_a) .

La seconde partie est consacrée à l'évolution du spray dans sa globalité et de la phase vapeur lorsque celle-ci se sépare de la phase liquide. Ces résultats ont été comparés avec le modèle de jet de Naber & Siebers, précédemment utilisé lors de l'étude dans des conditions de non-vaporisation.

6.1 Carburants employés et conditions expérimentales

Cinq carburants ont été testés (le *n*-Dodécane, les carburants « A, F, M et le R ») incluant des variations des propriétés influençant le développement d'un spray et son évaporation. Les différences entre ces carburants résident dans leurs propriétés physiques de masse volumique (753 à 881 kg/m³), viscosité (0,9 à 4,7 mm²/s à 40°C) et de distillation (169 < *T*₅₀ < 310°C) (FIG. 2.46).

Toutes les données présentées dans ce chapitre ont été acquises à un régime moteur de 1200 tr/mn. La température du diazote à l'admission était de 60°C (333 K) pour une pression d'admission de 1,1 bar (débit de N₂ $\dot{m}_{N_2}$ = 255 Nl/mn). Le phasage de l'injection (commande injecteur) a été réglé à 6 DV avant le PMH durant 400 µs pour avoir des conditions dans le cylindre quasi-constantes, se répétant une fois tous les six cycles. Trois pressions d'injection ont été étudiées : 70, 90 et 130 MPa. La température du carburant *T_f* a été considérée comme étant identique à la température de la culasse, c'est-à-dire de 65°C (338 K). Les conditions thermodynamiques au moment de l'injection ont été estimées par le relevé de pression cylindre et de la loi des gaz parfaits (*P.V* = *m.r.T*). Les conditions pendant l'injection sont considérées comme constantes (FIG. 6.1). Il vient, durant l'injection, la pression cylindre moyenne *P*_{cyl_inj} = 3,4 MPa, la température moyenne *T*_{cyl_inj} = 721 K et la densité moyenne du diazote ρ_{cyl_inj} = 15,8 kg/m³.

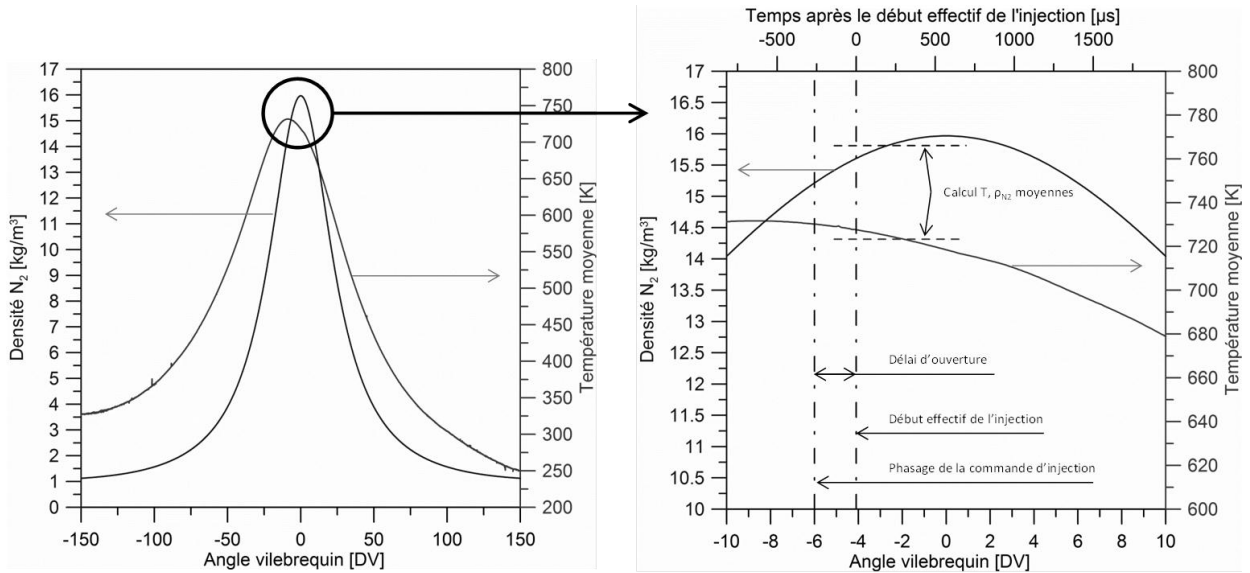


FIG. 6.1 : Évolution de la densité et de la température dans le cylindre à partir du relevé de pression cylindre – *P*_{col} = 1,1 bar

6.2 Longueur de pénétration de la phase liquide

6.2.1 Modèle de Siebers « *mixing-limited* »

Présentation du modèle

Le modèle de Siebers (1999) (EQ. 6.1) a été développé à partir des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement (EQ. 4.5 à EQ. 4.10) avec l'ajout de l'équation de l'énergie, nécessaire afin de considérer la vaporisation. Avec b un coefficient de recalage prenant en compte les hypothèses du modèle, a un coefficient provenant des EQ. 4.8 et EQ. 4.9 (valeur : 0,90 lors de notre étude), C_a le coefficient de surface (= 1 dans notre étude) et un terme B analogue aux coefficients de transfert de masse B_M (le nombre de Spalding) et thermique B_T généralement utilisé lors d'études sur la vaporisation de goutte isolée [Lefebvre, 1989]. ρ_f et ν pour le calcul de l'angle θ (EQ. 4.1) sont déterminées à la température de la culasse (65°C / 338 K).

$$L = \frac{b}{a} \cdot \sqrt{\frac{\rho_f}{\rho_a}} \cdot \frac{\sqrt{C_a} \cdot D_0}{\tan(\frac{\theta}{2})} \cdot \sqrt{\left(\frac{2}{B(T_a, P_a, T_f)} + 1\right)^2 - 1} \quad \text{EQ. 6.1}$$

Procédure d'utilisation

Le calcul du terme B se fait en égalisant les termes B_M et B_T décrit ci-dessous [Lefebvre, 1989] :

$$B_M = \frac{Y_{Fs}}{1 - Y_{Fs}}$$

EQ. 6.2

$$Y_{Fs} = \left[1 + \left(\frac{P_a}{P_f} - 1 \right) \cdot \frac{M_a}{M_f} \right]^{-1}$$

EQ. 6.3

$$B_T = \frac{C_{p_a} \cdot (T_a - T_s)}{L_v + C_{p_f} \cdot (T_s - T_f)}$$

EQ. 6.4

Le terme B_M est le rapport des fractions massiques de carburant Y_{Fs} et du gaz ambiant à la saturation. P_f la pression de vapeur saturante (pression partielle) du carburant estimée qui est dépendante de la température T_s (température de saturation = température de la goutte à L), P_a la pression du milieu, M_a et M_f sont les masses molaires du gaz ambiant ($M_a = 28$ g/mol pour le N_2) et du carburant.

Pour le terme B_T , le numérateur représente la quantité d'énergie (enthalpie) fournie par le gaz environnant au carburant pour qu'il se vaporise. Le gaz ambiant est initialement à la température T_a se refroidissant jusqu'à ce que la goutte atteigne sa température maximale T_s . La capacité

thermique du gaz ambiant C_{pa} est estimée par l'EQ. 6.5 en J/(kg.K) à la température moyenne $(T_a + T_s)/2$ définie à partir des données de NIST de 300 à 2000 K.

$$C_{p_{N_2}} = 10^{-10} \cdot T^4 - 5,1 \cdot 10^{-7} \cdot T^3 + 8,48 \cdot 10^{-4} \cdot T^2 - 3,51 \cdot 10^{-1} \cdot T + 1079 \quad \text{EQ. 6.5}$$

Quant au dénominateur, il représente la quantité d'énergie à fournir pour que le carburant se vaporise. Le carburant étant initialement à la température T_f (la température de la culasse) est tout d'abord chauffé par le gaz ambiant jusqu'à la température T_s . La capacité thermique du carburant C_{pf} étant estimée à la température moyenne $(T_f + T_s)/2$. Lorsque le carburant a atteint cette température maximale, il faut lui fournir la quantité d'énergie liée à la chaleur latente de vaporisation L_v , estimée à la température T_s pour qu'il passe à l'état vapeur.

Les méthodes d'estimation de la capacité thermique, de la chaleur latente de vaporisation, de la pression de vapeur saturante et de la masse molaire des différents carburants sont détaillées dans l'ANNEXE V.

L'égalisation des termes B_M et B_T passe par la détermination de la température T_s comme explicité par la FIG. 6.2.

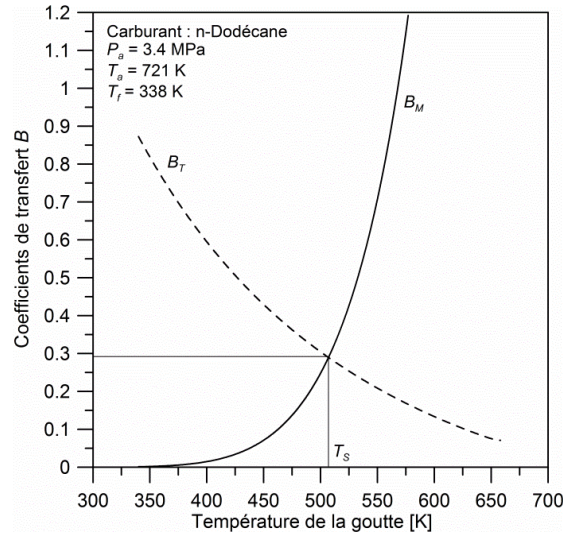


FIG. 6.2 : Évolution de B_M et B_T avec la température de la goutte et estimation de T_s

Hypothèses du modèle

En plus des hypothèses précédemment citées (*c.f.* section 4.3.1), le modèle de jet admet que jusqu'à la longueur maximale de la pénétration liquide (FIG. 6.3) [Siebers, 1999] :

- La phase vapeur du carburant est à sa condition de saturation. C'est principalement sur cette hypothèse que repose le mécanisme de vaporisation par mélange (« *mixed-limited* »). En effet, lorsque ces conditions de saturation existent, le seul moyen d'accroître la vaporisation est d'augmenter la température du liquide (et ainsi la pression de vapeur) et/ou en transportant la phase vapeur hors de la zone saturée (diminution de la pression partielle du carburant à l'état vapeur en dessous de la pression de vapeur saturante).
- La température est uniforme radialement dans le spray.
- La phase vapeur est en équilibre thermodynamique avec le gaz environnant entraîné et la phase liquide (ils sont tous à la même température).
- Les phases sont en équilibres et les lois de Raoult et de Dalton s'appliquent.
- L'absorption de gaz dans la phase liquide est négligée.
- La part d'énergie cinétique utilisée pour l'évaporation est négligée.
- Il n'y a pas de considération sur l'état d'atomisation du spray et sur les phénomènes locaux de transfert de masse, de moment et d'énergie aux interfaces gaz-liquide.

Dans notre étude, les effets de gaz réels (facteurs de compressibilité) sont négligés. Cette hypothèse a été validée par Luijten & Kurvers (2010).

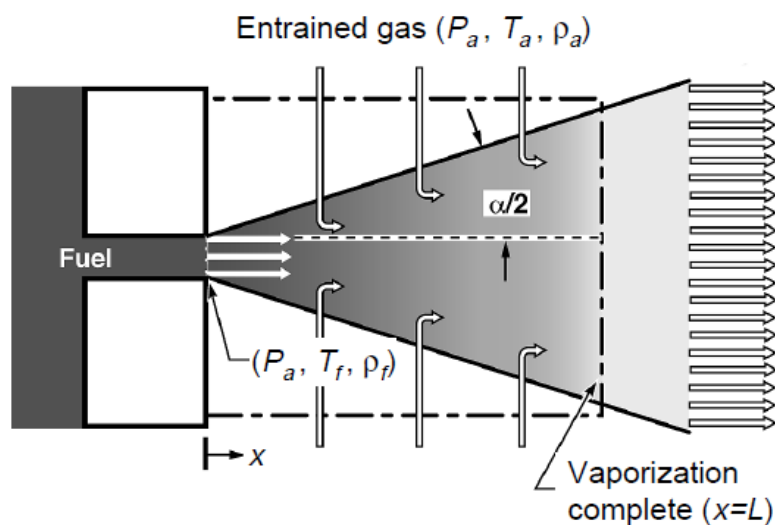


FIG. 6.3 : Schéma du spray idéalisé du modèle de Siebers (1999)

Validation avec nos données expérimentales

Ce modèle a été établi pour des carburants monocomposés dont les propriétés physiques sont connues. En vue de comparaison avec des carburants multicomposés, ils sont typiquement modélisés en utilisant un carburant monocomposés représentatif (*surrogate*) [Higgins *et al.* (1999), Fischer *et al.* (2010), Genzale *et al.* (2010)].

Dans notre cas, comme présenté auparavant, nous avons estimé les propriétés moyennes intervenantes (P_f , M_f , C_{pf} , L_v) à l'aide de corrélations fournies dans la littérature, étant donné qu'il est difficile de trouver des *surrogates* pour chaque carburant.

Cette méthodologie d'utilisation du modèle de Siebers a tout d'abord été validée avec les résultats originaux de Siebers. La température T_s pour deux carburants (HMN et cétane) a été redéterminée et comparée à celle obtenue pour plusieurs températures (700, 1000 et 1300 K) et densité du gaz ambiant (de 3,6 à 59 kg/m³). Une différence de 0,52 % en moyenne (soit 3 K) a été obtenue.

La FIG. 6.4 montre la comparaison entre la longueur de pénétration liquide mesurée adimensionnée en fonction de B ainsi que ceux de Siebers (1999) pour le cétane et le HMN.

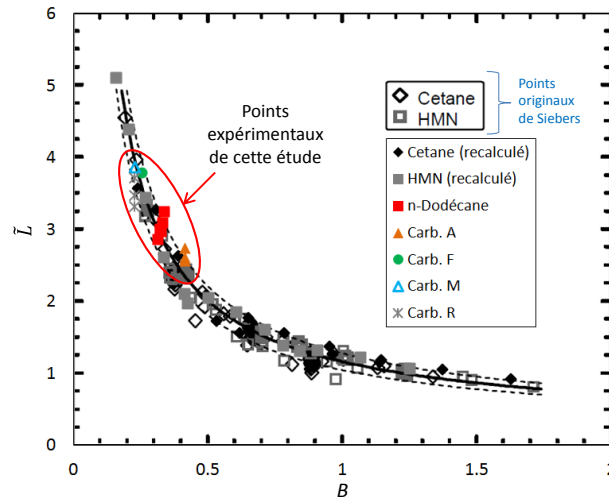


FIG. 6.4 : Pénétration liquide adimensionnée en fonction de B

Les quelques points recalculés sont en accord avec le modèle de jet. Les traits discontinus représentent une bande de ± 8 %. La courbe continue est obtenue avec la valeur du coefficient b de 0,41 optimisée par Siebers et correcte pour nos résultats.

De plus, malgré les imprécisions liées aux connaissances des conditions thermodynamiques, de l'angle du spray, du C_a et surtout des simplifications sur l'estimation des propriétés des carburants,

l'utilisation du modèle permet d'estimer pertinemment la longueur de pénétration de la phase liquide pour nos différents carburants.

6.2.2 Evolution temporelle de la pénétration liquide

La FIG. 6.5 présente l'évolution temporelle expérimentale de la longueur de pénétration de la phase liquide. Les traits discontinus représentent les estimations de la pénétration de la phase liquide maximale avec le modèle de Siebers (1999).

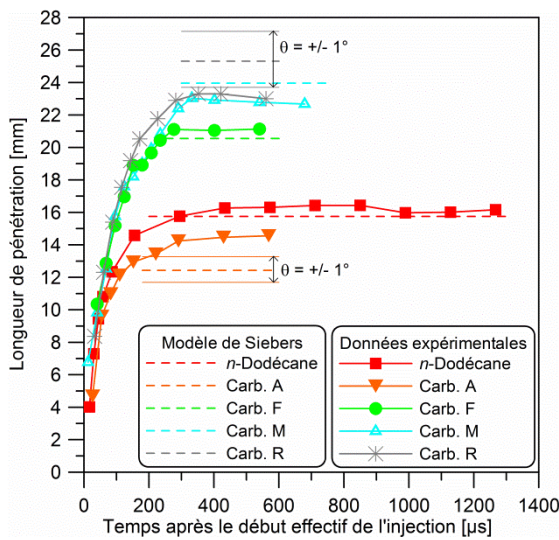


FIG. 6.5 : Évolution temporelle de la longueur de pénétration de la phase liquide pour plusieurs carburants – $P_i = 130$ MPa – $\rho_{N_2} = 15,8$ kg/m³ – $T_{N_2} = 721$ K

Tableau 6.1 : Pénétration liquide - Propriétés des carburants testés et angle de spray en régime quasi-stationnaire estimé pour les conditions de la FIG. 6.5

	ρ_f à 65°C [kg/m ³]	ν à 65°C [mm ² /s]	T_{50} [°C]	θ estimé (EQ. 4.1) [°]
<i>n</i> -Dodécane	717	1,1	216	16,2
Carb. A	701	0,7	169	16,0
Carb. F	743	1,7	272	15,6
Carb. M	792	2,2	298	15,2
Carb. R	846	2,7	310	14,9

Quel que soit le carburant, la pénétration de la phase liquide évolue quasi-linéairement en fonction du temps, jusqu'à atteindre une pénétration maximale quasi-constante, environ 300 μs après le début de l'injection. Ces évolutions sont en accord avec de nombreux auteurs [Espey & Dec (1995), Canaan *et al.* (1998), Pastor *et al.* (2011), Kook & Pickett (2012)].

6.2.3 Phase quasi-stationnaire de la pénétration liquide

Selon la FIG. 6.5, la longueur de pénétration maximale de la phase liquide est, pour des conditions de fonctionnement données (T_a , ρ_a), dépendante des carburants. Les propriétés de masse volumique,

de viscosité et de volatilité ($T50$) sont répertoriées dans le Tableau 6.1. L'augmentation de chacune d'entre-elles en plus de la diminution de l'angle du spray conduit dans différentes proportions, à l'augmentation de la pénétration liquide lorsqu'elle s'est stabilisée.

La FIG. 6.5 montre que les prédictions du modèle sont raisonnables, en particulier pour certains carburants (n -Dodécane, carb. « F et M ») avec une erreur inférieure à 5 %. En revanche, le modèle surestime de 9 % la pénétration liquide du carb. « R » et sous-estime de 13 % celle du carb. « A ». Bien que ces écarts puissent paraître significatifs, avant de remettre en cause le modèle en lui-même, il y a potentiellement des incertitudes sur les paramètres d'entrée pouvant contribuer à ce défaut de prédiction. En particulier, le calcul de la pénétration liquide est sensible à l'angle du spray.

La sensibilité du calcul de la pénétration liquide à l'angle de $\pm 1^\circ$, ce qui correspond à l'erreur d'estimation de l'angle par la corrélation EQ. 4.1, est illustrée sur la FIG. 6.5 pour les deux carburants problématiques. Bien que cette variation d'angle entraîne une zone d'incertitude relativement conséquente, les données expérimentales demeurent à l'extérieure de celle-ci. Comme cité par Genzale *et al.* (2010), les sources d'erreur demeurent une problématique de recherche. Dans notre cas, les estimations des propriétés des carburants (P_f , M_f , C_{pf} , L_v) sont une autre source d'incertitude.

Sensibilité aux propriétés de volatilité des carburants et à la masse volumique

Afin de s'affranchir de l'effet de la masse volumique du carburant sur la pénétration liquide [Kook & Pickett, 2012], nos résultats ainsi que ceux obtenus par plusieurs auteurs (Tableau 6.2) sont corrigés par la contribution théorique de la masse volumique du carburant et tracés en fonction de la $T50$ et de la $T90$ (FIG. 6.7). Les droites sont issues des régressions linéaires dont les coefficients R^2 sont détaillés dans le Tableau 6.3.

Néanmoins, la contribution de l'effet de la masse volumique du carburant sur l'angle et en conséquence sur la pénétration liquide (EQ. 6.1) n'est pas corrigée sur la FIG. 6.7. Il a été démontré (section 4.2.1), que l'augmentation de la masse volumique du carburant conduit à une réduction de l'angle du spray (en régime quasi-stationnaire), ce qui a pour conséquence une diminution de l'entraînement d'air et donc une augmentation de la pénétration liquide.

Selon le modèle, une élévation de la masse volumique de 20 %, c'est-à-dire de 701 ($\rho_{f_carb_A_65^\circ C}$) à 846 kg/m³ ($\rho_{f_carb_R_65^\circ C}$), engendre une augmentation d'environ 15 % de la pénétration liquide (ou 3

mm pour une longueur liquide initiale de 20 mm) : deux tiers attribués à l’augmentation du débit (~ 10 %) et un tiers à la réduction de l’angle (~ 5 %) (FIG. 6.6).

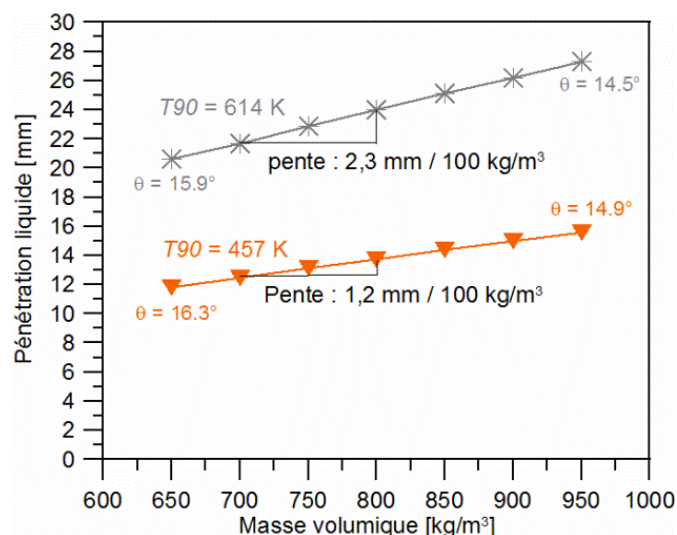
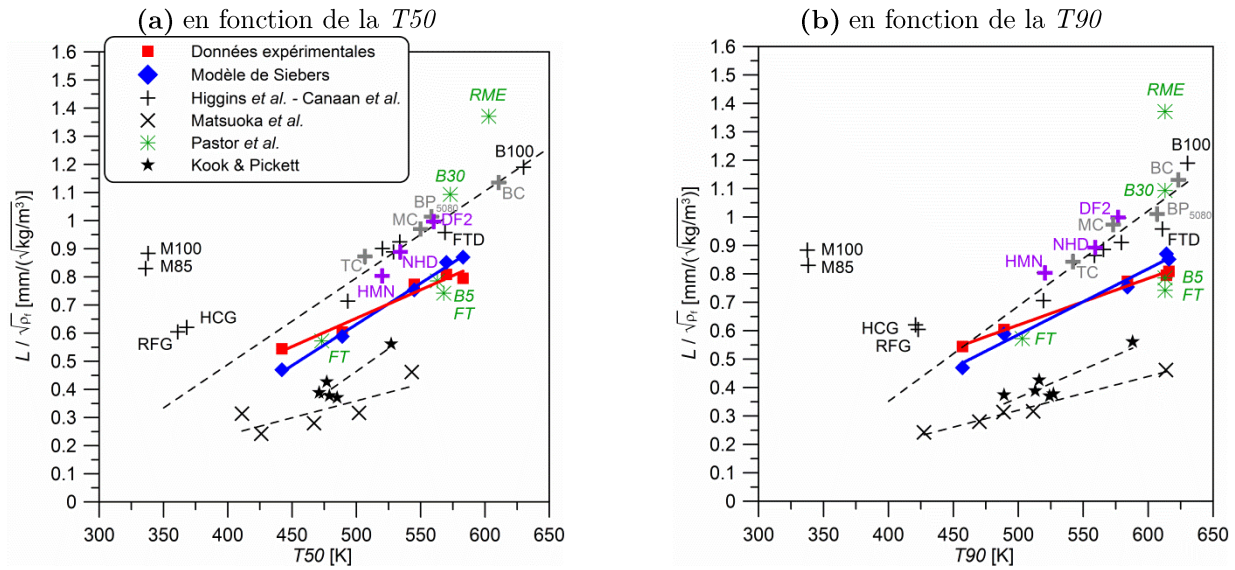


FIG. 6.6 : Influence de la masse volumique sur la pénétration liquide

Tableau 6.2 : Liste des points de comparaison de la pénétration liquide et leurs conditions expérimentales

	ρ_a [kg/m ³]	T_a [K]	D_o [μm]
Higgins <i>et al.</i> (1999) et Canaan <i>et al.</i> (1998)	16,6	992	194
Matsuoka <i>et al.</i> (2009)	20	873	140
Pastor <i>et al.</i> (2011)	21,7	795	82
Kook & Pickett (2012)	22,8	900	90
(Nos expériences)	15,8	721	100

D’après la FIG. 6.7, nos résultats expérimentaux ainsi que ceux du modèle montrent une augmentation quasi-linéaire de la pénétration liquide en fonction des caractéristiques de distillation, soit la *T50* ou la *T90*, en accord avec de nombreux auteurs [Canaan *et al.* (1998), Siebers (1998), Higgins *et al.* (1999), Matsuoka *et al.* (2009), Kook & Pickett (2012)].



Méthanol (M), Essence sans plomb (HCH), Essence reformulée (RFG), Heptaméthylnonane (HMN), Gazole standard (DF2), *n*-Hexadécane (NHD ou cétane), Fischer-Tropsch Diesel (FTD), Ester Méthylique de Colza (RME *Rapeseed Methyl Ester*), Bx (*x* % de RME dans du gazole), TC (Top-cut), MC (Mid-cut), BC (Bottom-Cut) du BP5080

FIG. 6.7 : Pénétration liquide corrigée par la racine carrée de la masse volumique en fonction des caractéristiques de distillation

Tableau 6.3 : Coefficients de régression linéaire R^2 de la pénétration liquide corrigée en fonction de la $T50$ et de la $T90$ (FIG. 6.7)

	Données expérimentales	Modèle de Siebers	Higgins <i>et al.</i> Canaan <i>et al.</i>	Matsuoka <i>et al.</i>	Kook & Pickett
$T50$	0,96	1	0,91	0,61	0,83
$T90$	0,99	0,98	0,86	0,98	0,79

Higgins *et al.* (1999) observent un comportement différent pour des carburants à base d'alcool (Méthanol : M100 et M85) : leur longueur de pénétration est bien plus élevée que celle prévue en ne considérant que la température d'ébullition. En effet, bien que celle-ci soit relativement faible (~ 330 K), ce type de carburant est caractérisé par une chaleur latente de vaporisation bien plus élevée (~ 6 fois) que les hydrocarbures de référence comme le NHD ou le HMN (~ 1200 kJ/kg contre ~ 200 kJ/kg). Cet effet est par ailleurs capturé dans le terme B_T (EQ. 6.4) avec une sensibilité correcte [Higgins *et al.*, 1999].

Les essences HCG et le RFG ont également une pénétration liquide plus longue que prévue en raison d'une proportion en aromatiques importante. La chaleur latente de cette famille chimique est connue pour être plus élevée que les paraffines (Higgins *et al.*, 1999)

Les mesures de Pastor *et al.* (2011) sont marquées d'une rupture et d'une très forte augmentation de la pénétration liquide en fonction des températures de distillation pour des mélanges de biodiesels. Ce comportement ne semble pas en accord avec la théorie du modèle de Siebers. Toutefois, la chaleur latente de vaporisation ainsi que la capacité thermique des mélanges ne sont pas spécifiées. De plus, pour ces types de carburant la stabilité thermique (polymérisation) peut dégrader la vaporisation (Mueller & Martin, 2002) (Mueller *et al.*, 2003). A partir d'une analyse statistique, les auteurs mettent en évidence l'importance de la masse volumique puis au second ordre, à la *T50*.

Finalement, d'après la FIG. 6.7 et le Tableau 6.3 bien qu'une correction soit apportée afin de prendre partiellement en considération l'effet de la masse volumique des carburants, il n'est pas évident de dégager qui de la *T50* ou de la *T90* permet de corrélérer au mieux la pénétration liquide. Comme stipulé par Siebers (1998) et Kook & Pickett (2012), d'autres propriétés des carburants doivent être considérées telles que la chaleur latente de vaporisation, la viscosité et la masse volumique (effet sur l'angle), la prise en compte de la caractéristique complète de distillation, la capacité thermique, la pression de vapeur saturante, la masse molaire, *etc.*

L'augmentation de la longueur de pénétration avec la diminution de la volatilité et/ou du taux d'entraînement d'air s'explique par la quantité d'énergie nécessaire pour vaporiser la totalité du carburant (Siebers, 1999) (FIG. 6.12). Etant donné que l'énergie requise provient de l'air environnant à haute température entraîné dans le spray (dépendant entre autres de l'angle), les carburants les moins volatiles ont besoin de plus d'énergie et donc mettent plus de temps pour se vaporiser ; ils ont ainsi une longueur de pénétration liquide plus importante.

6.2.4 Comportement des carburants en fonction de la pression d'injection et influence de la viscosité

La FIG. 6.9 montre l'effet de la pression d'injection sur la pénétration maximale de la phase liquide du spray. En accord avec d'autres travaux [Siebers (1998), Pastor *et al.* (2011)], la pression d'injection n'a pas d'effet significatif sur la pénétration liquide.

Selon la théorie d'évaporation de spray Diesel [Siebers, 1999], celle-ci est contrôlée par les procédés de mélange liés à l'entraînement d'air à haute température dans le spray et au transport du mélange air-carburant : une augmentation du débit de carburant causée par de plus fortes pressions d'injection est accompagnée d'une augmentation dans les mêmes proportions de l'entraînement de l'air à haute température (principe de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement appliqué au modèle de jet simplifié FIG. 6.3). En conséquence, la longueur de la pénétration liquide ne varie pas. On peut effectivement remarquer que le modèle (EQ. 6.1) ne contient pas d'information concernant la pression d'injection.

La légère augmentation de la pénétration liquide observable d'après les estimations du modèle lorsque la pression d'injection diminue est liée à une réduction de l'angle du spray (FIG. 4.1). Cela a également été observé par Pastor *et al.* (2011) et prouvé par Siebers (1999) à l'aide de mesures de l'angle de la phase vapeur du spray.

En régime quasi-stationnaire, l'augmentation de la pénétration liquide due à la diminution de l'angle qui lui est associé est d'autant plus importante que la viscosité et la masse volumique du carburant sont élevées, (FIG. 4.1 et FIG. 4.3).

Selon le modèle, une élévation de la viscosité de 0,5 à 7,5 mm²/s (gamme de validé de la corrélation sur l'angle), engendre une augmentation de la pénétration liquide à faible pression d'injection (30 MPa) (FIG. 6.8) attribués à la réduction de l'angle.

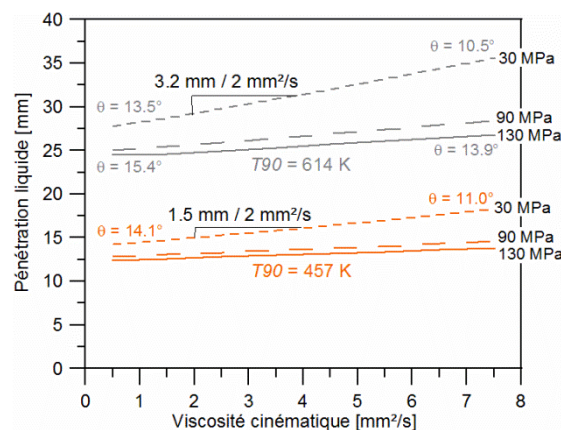


FIG. 6.8 : Influence de la viscosité sur la pénétration liquide

En contrepartie, l'atomisation et l'impact des propriétés des carburants (masse volumique et viscosité) sur celle-ci ne semblent pas être les phénomènes prédominants [Siebers, 1999] sur la

pénétration liquide. Cela se confirme également d'après nos résultats puisqu'il a été constaté une diminution significative du *SMD* en fonction de la pression d'injection (FIG. 5.4, FIG. 5.7, FIG. 5.15 (a)). Ainsi, comme expliqué par Siebers (1998), si la vaporisation était pilotée par les phénomènes de transport aux interphases de la goutte, la pénétration liquide aurait montré une dépendance plus importante en fonction de la pression d'injection.

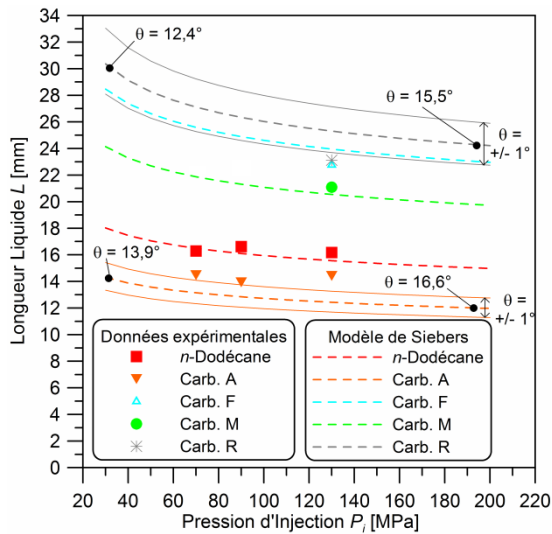


FIG. 6.9 : Pénétration liquide maximale estimée et expérimentale en fonction de la pression d'injection pour plusieurs carburants – $\rho_a = 15,8 \text{ kg/m}^3$ – $T_a = 721 \text{ K}$

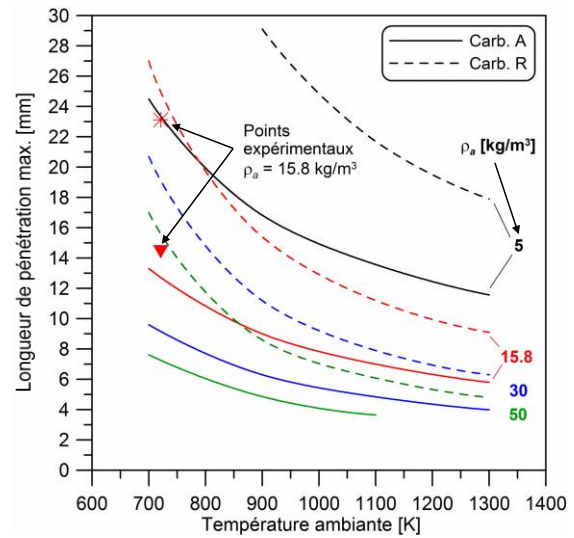


FIG. 6.10 : Pénétration liquide maximale estimée pour les deux carburants « extrêmes » de la matrice en fonction de la température et pour quatre densités du gaz ambiant – $P_i = 130 \text{ MPa}$

6.2.5 Comportement des carburants en fonction de la densité et de la température du gaz ambiant

La FIG. 6.10 compare les pénétrations liquides en fonction de la température du milieu pour plusieurs densités du gaz ambiant, pour les deux carburants « extrêmes » de la matrice d'essai, extrêmes par leur masse volumique, viscosité et surtout température de distillation.

La pénétration liquide diminue non-linéairement avec l'augmentation à la fois de la température et de la densité du gaz. L'effet de la température se traduit par un entraînement d'air contenant davantage d'énergie, chauffant le liquide à des températures plus élevées (FIG. 6.11) et accélérant ainsi le taux d'évaporation. L'effet de la densité de l'air s'explique principalement par l'augmentation de l'entraînement d'air qui est proportionnel à la racine carrée de la densité (EQ.

6.1) et de l'angle du spray. Le liquide reçoit davantage d'énergie, sa température s'élève (FIG. 6.11) et le taux d'évaporation augmente.

Les différences entre les deux carburants diminuent avec la température de l'air et indiquent que les effets des propriétés des carburants deviennent moins importants. A faible température (700 K), les écarts sont d'environ 100 %, ils ne sont plus que de 50 % à haute température (1300 K).

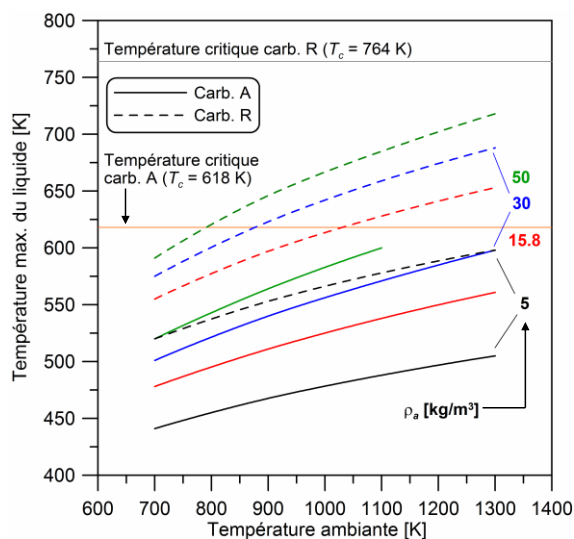


FIG. 6.11 : Température d'équilibre estimée (FIG. 6.2) au niveau de la longueur liquide pour deux carburants « extrêmes » en fonction de la température ambiante et pour quatre densités

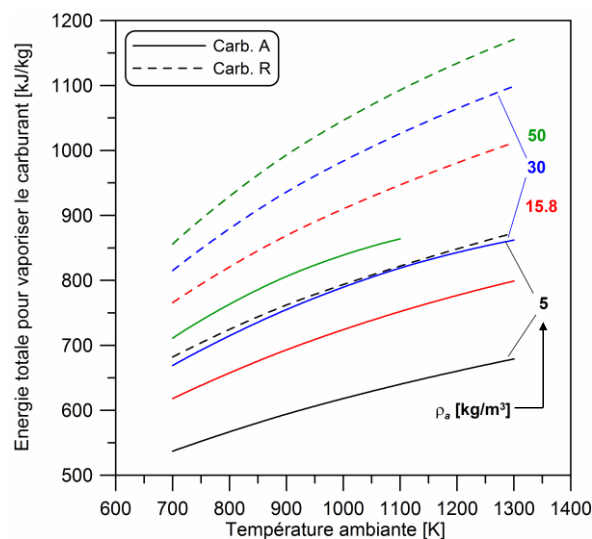


FIG. 6.12 : Énergie spécifique totale estimée requise pour vaporiser deux carburants « extrêmes » de la matrice en fonction de la température du gaz ambiant et pour quatre densités ambiantes

La FIG. 6.11 représente la température maximale à l'équilibre (selon FIG. 6.2) de l'ensemble [carburant à l'état vapeur saturé - à l'état liquide - du gaz entraîné] au niveau du bout de la phase liquide.

Elle indique que le carburant le plus volatil (carb. « A ») atteint une température maximale plus faible que le moins volatil (carb. « R »). En effet, la phase liquide de ce dernier est en contact plus longtemps avec le gaz à haute température entraîné. De plus, on peut noter qu'aucun de ces carburants n'atteint sa température critique même si le carb. « A » s'en rapproche plus rapidement que le carb. « R ».

La quantité d'énergie pour vaporiser le carburant, déterminée à partir de l'EQ. 6.4, est représentée sur la FIG. 6.12 pour les mêmes conditions que la FIG. 6.11. Lorsque la température et la densité du gaz augmentent, plus d'énergie est nécessaire pour vaporiser une masse donnée de carburant en

raison de l'élévation de la température d'équilibre (FIG. 6.11). Et comme attendu, les carburants les plus volatiles (considérant P_v , L_v , C_p) nécessitent moins d'énergie par unité de masse pour passer à l'état vapeur.

6.3 Longueur de pénétration de la phase vapeur

La FIG. 6.13 représente les évolutions temporelles moyennes de la pénétration de la phase liquide (diffusion de Mie) et du spray global (PLIF) pour les deux carburants « extrêmes » de la matrice. Une comparaison avec le modèle de jet de Naber & Siebers (1996), auparavant utilisé pour corrélérer l'évolution du spray dans des conditions de non-vaporisation (section 4.3.1), est aussi présentée. L'angle est calculé avec l'EQ. 4.1 et le coefficient a implémenté dans le modèle est conservé à la valeur de 0,90 comme optimisé dans les conditions de non-vaporisation.

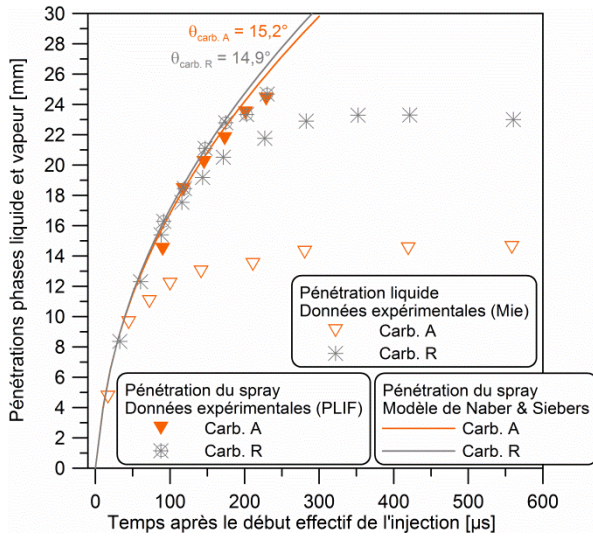


FIG. 6.13 : Pénétrations liquide et vapeur pour les deux carburants « extrêmes » de la matrice – $P_i = 130$ MPa – $\rho_{N_2} = 15,8$ kg/m³ – $T_{N_2} = 721$ K

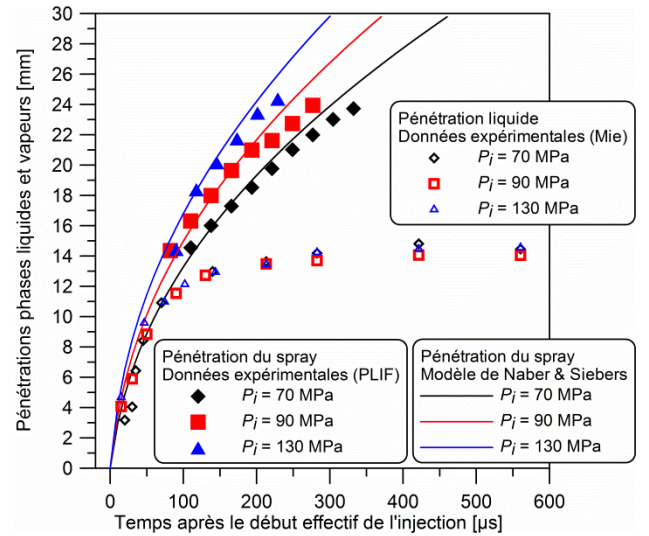


FIG. 6.14 : Pénétrations des phases liquide et vapeur pour trois pressions d'injection – Carb. « A » – $\rho_{N_2} = 15,8$ kg/m³ – $T_{N_2} = 721$ K

Initialement, la pénétration de la phase liquide coïncide parfaitement avec celle du spray. Puis, une distinction se produit, dépendante des propriétés des carburants. Comme observée dans la section précédente, la phase liquide atteint un maximum variable en fonction des propriétés des carburants. Au-delà de cette longueur maximale caractéristique de la phase liquide, la pénétration du spray continue principalement à l'état vapeur.

Pour ces deux carburants « extrêmes », les pénétrations des sprays et de leur phase vapeur sont très similaires en raison des valeurs d'angles très proches. Les pénétrations de spray pour des carburants intermédiaires sont très semblables. Le modèle permet de prédire correctement la pénétration du spray liquide et vapeur pour les différents carburants (FIG. 6.13) et pour les différentes pressions d'injection (FIG. 6.14).

Nos résultats sont aussi en bon accord avec ceux de Kook & Pickett (2012) (FIG. 6.15) et de Senda *et al.* (2004) (FIG. 6.16) pour des distances par rapport à l'injecteur inférieures à 40 mm. Au-delà, des différences de pénétration apparaissent entre les carburants. Il semblerait que l'on retrouve les mêmes effets qu'observés dans des conditions de non-vaporisation (*c.f.* CHAPITRE 4) : une augmentation de la pénétration couplée avec une diminution de l'angle (en régime quasi-stationnaire) lorsque la masse volumique et la viscosité des carburants augmentent. Ces effets apparaissent (légèrement) d'après les estimations du modèle sur la FIG. 6.13.

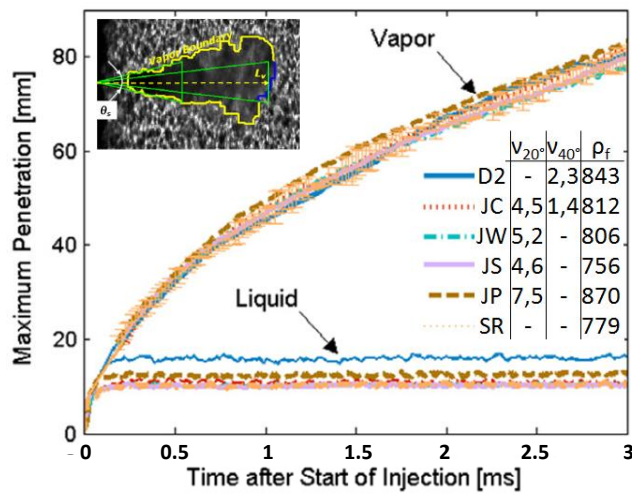


FIG. 6.15 : Évolution temporelle des pénétrations des phases liquide et vapeur pour plusieurs carburants par stioscopie [Kook & Pickett, 2012]

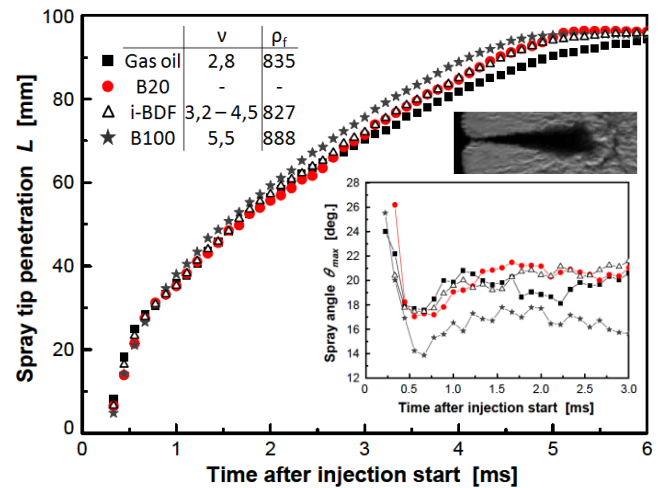


FIG. 6.16 : Évolution temporelle de la pénétration et de l'angle de la phase vapeur pour plusieurs carburants par ombroscopie [Senda *et al.*, 2004]

6.4 Conclusion

Les influences des propriétés des carburants sur le développement d'un spray Diesel dans des conditions d'évaporation ont été étudiées au moyen de deux diagnostics optiques. La longueur de pénétration de la phase liquide a été mesurée par diffusion de Mie et celle de la phase vapeur au moyen du couplage avec la fluorescence induite par laser du toluène préalablement ajouté dans les carburants de base. Cinq carburants ayant des propriétés de distillation significativement différentes ($169 < T_{50} < 310$ °C) ont été testés sur un point de fonctionnement moteur et pour trois pressions d'injection. Les résultats concernant la pénétration maximale de la phase liquide ont été corrélés de façon satisfaisante au modèle théorique de Siebers (ne nécessitant pas le recalage du coefficient) implémentant des estimations des propriétés moyennes de volatilité (C_p , L_v , P_v) d'hydrocarbures multicomposés. L'exploitation de ce modèle a permis d'étudier les tendances en fonction de la pression d'injection et des conditions thermodynamiques (T_a , ρ_a).

Les principaux résultats peuvent être résumés comme suit :

- Les propriétés des carburants affectent peu l'évolution temporelle initiale du spray (phase liquide majoritairement) ainsi que celle de la phase vapeur (longueurs $< 30 - 40$ mm), probablement en raison d'un angle de spray similaire. Au-delà, en accord avec les résultats obtenus en conditions de non-vaporisation, une élévation de la masse volumique des carburants et de la viscosité engendre une augmentation de la pénétration du spray en raison d'un angle plus petit (résultats obtenus par le modèle de spray). Par ailleurs, cela confirme le fait que la pénétration du spray en condition de vaporisation peut être assimilée à celle en condition de non-vaporisation (*c.f.* FIG. 1.25), même en condition moteur.
- Pour des hydrocarbures conventionnels, la longueur maximale de pénétration de la phase liquide augmente linéairement que ce soit en fonction de la T_{50} ou de la T_{90} , sans distinction. A un ordre plus faible, une augmentation de la masse volumique du carburant (de 701 à 846 kg/m³), engendre une augmentation jusqu'à 3 mm de la pénétration liquide. Celle-ci est attribuée à une augmentation du débit masse de carburant et à une réduction de l'angle du spray (en régime quasi-stationnaire).

Pour les carburants oxygénés, la chaleur latente de vaporisation doit être considérée affectant notablement la pénétration liquide.

Cette élévation de la pénétration liquide est le résultat d'une augmentation de la quantité d'énergie nécessaire pour vaporiser complètement le carburant. Ainsi, étant donné que cette énergie provient de l'air à relativement haute température entraîné par et dans le spray, les carburants les moins volatiles ont besoin de plus de temps pour se vaporiser et ont ainsi une longueur de pénétration liquide plus importante (transport par la cinétique du spray).

- Pour de faibles pressions d'injection, les carburants visqueux (ou/et à faibles températures), une augmentation de la pénétration liquide est à prévoir en raison d'un angle de spray plus faible.
- L'effet des propriétés des carburants décroît à mesure que la température de l'air augmente. Néanmoins, des différences importantes (50 %) subsistent à « très haute » température (1300 K) sur la pénétration liquide maximale.

En fonctionnement moteur, l'impact principal d'une variation des propriétés des carburants sera l'éventualité de la phase liquide à impacter les parois de la chambre de combustion (piston / cylindre). Le cas échéant, en général, la combustion n'est plus maîtrisée, mais est détériorée et incomplète. Cela entraîne en général, une diminution du rendement et des taux d'émission de particules de suie, d'hydrocarbures imbrûlés et de mono-oxydes de carbones importants. Enfin, l'éventualité d'impacter la chemise (injection pilote, post-injection) engendre une dilution du carburant dans l'huile de lubrification, la dégradant, augmentant ainsi les frottements piston-cylindre et l'usure du moteur. L'utilisation de carburants plus volatiles (et accessoirement moins denses et moins visqueux) permettrait ainsi de limiter ces risques, qui par ailleurs, deviennent de plus en plus problématiques avec la réduction de la taille des moteurs (*downsizing*) et pendant les démarrages à froid.

CHAPITRE 7

Influence des propriétés physico-chimiques des carburants sur le développement de la combustion Diesel

Ce dernier chapitre propose une première analyse de l'influence des propriétés physico-chimiques des carburants sur le développement de la combustion Diesel ainsi que sur les zones de rayonnement des suies dans un moteur à accès optiques. Les carburants testés ainsi que les conditions de fonctionnement sont d'abord présentés. Ces carburants nous ont permis d'étudier, dans une certaine mesure, « indépendamment » les effets de l'indice de cétane, des caractéristiques de distillation et enfin de la proportion en aromatiques.

L'analyse repose sur l'interprétation des évolutions du taux de dégagement de chaleur et des intensités lumineuses de la flamme et du radical OH intégrées spatialement. Des images moyennes pendant la phase de combustion de diffusion permettent de visualiser le positionnement des zones de réactions intenses et de forts rayonnements des suies.

7.1 Carburants employés et conditions de fonctionnement

13 carburants ont été testés (le *n*-Dodécane, les carburants « A, B, D, F, G, H, J, K, L, M, P et R »). Les différences entre ces carburants (*c.f.* Tableau-A V-I) résident dans leurs propriétés physiques de masse volumique (753 à 881 kg/m³), de distillation ($169 < T_{50} < 310$ °C) (FIG. 2.46), d'indice de cétane (37 à 86) et de proportion en aromatiques (*mono*- de 0 à 45,5 % ; *di*- de 0 à 32,2 %). Le rapport x/y (de C_xH_y) est compris entre 0,46 (*n*-Dodécane) et 0,63 (carb. « P » contenant 45,2 % d'aromatiques dont 32,2 de di-aromatiques). Respectivement, le pouvoir comburivore, *PCO* varie de 14,9 à 14,1. Le pouvoir calorifique inférieur *PCI* est approximativement constant ($\sim 43,7$ MJ/kg $\pm 0,5$). La quantité de soufre ne dépasse pas 6,5 mg/kg.

Toutes les données ont été obtenues pour un régime moteur de 1200 tr/mn et une pression moyenne indiquée *PMI* de 6 bar environ, ainsi qu'une pression d'injection de 130 MPa. La température de l'air à l'admission était de 60°C (333 K) pour une pression d'admission de 1,1 bar (débit d'air de $\dot{m}_{air} = 20,4$ kg/h) et aucune dilution n'a été utilisée.

Une stratégie à deux injections a été choisie. La première a été réglée indépendamment afin d'atteindre une *PMI* de 1 bar avec un *CA50* phasé à 1° avant le PMH. La seconde injection a été phasée autour de 9° après le PMH. Cette stratégie a été définie afin de comparer les carburants dans des conditions thermodynamiques similaires. Les conditions après traitement du taux de dégagement de chaleur sont récapitulées dans le Tableau 7.1. Les quantités injectées sont approximativement de 3,2 et 9,8 mg respectivement, soit 1/4 pour la première injection et 3/4 pour la seconde. Le moteur a fonctionné en « saut de cycles », un sur six, pour s'assurer des conditions reproductibles en termes de mélange et donc éviter la concentration en gaz résiduels. La température du carburant T_f a été considérée comme étant identique à la température de la culasse, c'est-à-dire de 65°C (338 K). L'évolution de la pression et de la température moyenne dans le cylindre sont données par FIG. 2.36 et FIG. 2.37, quasi-similaires pour tous les carburants testés.

Tableau 7.1 : Récapitulatif des conditions lors des essais en condition de combustion

	<i>PMI</i> [bar]	<i>CA50</i> [degré avant PMH]	<i>Q</i> [J]
Inj. n°1	5,8 $\pm$ 0,4	1,1 $\pm$ 0,8	139 $\pm$ 10
Inj. n°2		- 9,3 $\pm$ 0,6	426 $\pm$ 48

7.2 Influence de l'indice de cétane

La capacité du carburant à s'auto-enflammer joue un rôle important sur la durée de la combustion de prémélange, sur la combustion du spray en régime établi (combustion de diffusion) et ainsi sur les procédés de formation des suies. Si le délai d'auto-inflammation est relativement long, les émissions de suies peuvent diminuer parce que la faible réactivité du carburant entraîne la formation d'un mélange air-carburant suffisamment bien prémélangé. Réciproquement, la température ambiante peut être contrôlée par l'adoption d'un faible rapport volumétrique et permet l'utilisation de carburants avec de très bonnes caractéristiques d'auto-inflammation.

Trois carburants, dont les propriétés principales sont listées dans le Tableau 7.2, ont été comparés afin d'étudier l'influence de l'indice de cétane CN sur une gamme de 54 à 80. Ces carburants se caractérisent par une très faible teneur en aromatiques ($< 2\%$) et des températures de distillation similaires. Bien que la masse volumique du n -Dodécane soit inférieure d'environ 6% aux carburants « J et K », son impact sur le débit n'est que de 3% et donc supposé négligeable sur les autres caractéristiques du spray (angle, granulométrie, richesse, pénétrations liquide et vapeur).

Tableau 7.2 : Carburants utilisés pour étudier l'effet de l'indice de cétane

	CN [-]	$\rho_{f, 65^\circ C}$ [kg/m ³]	$\nu_{65^\circ C}$ [mm ² /s]	$T50$ [K]	$T90$ [K]	<i>Arom.</i> <i>totaux</i> [%]	x/y [-]	PCO [-]
Carb. J	54	760	2,4	491	511	1,9	0,50	14,7
Carb. K (= Carb. J + EHN)	65	760	2,4	491	511	1,9	0,50	14,7
n-Dodécane	80	716	1,0	489		0,0	0,46	14,9

Remarque sur l'influence de la masse volumique et de la viscosité sur la combustion

Une augmentation de la masse volumique ou une diminution de la viscosité du carburant (pour de faibles pressions d'injection uniquement) entraîne à iso- PCI , une augmentation de la quantité d'énergie introduite dans la chambre de combustion. Cela devrait se répercuter par une augmentation du taux de dégagement de chaleur.

On a vu (CHAPITRE 6) que ces deux propriétés affectent (à un ordre inférieur par rapport aux propriétés de volatilité), la pénétration liquide maximale. Ainsi elles contribuent à l'occurrence des problématiques liées au mouillage des parois (potentiel augmentation des émissions de suies, d'HC, de CO et chute du rendement de combustion). Cela peut également occasionner une interaction différente entre la phase liquide du spray et la combustion de diffusion (présence de carburant à l'état liquide dans la zone de combustion, *vaporization cooling*).

Ces deux propriétés influencent également le mélange et ainsi la richesse dans le spray (*c.f.* section 4.4). On montre qu'une augmentation de la masse volumique de 100 kg/m^3 conduit à une augmentation de la richesse de 10 %. Si l'on reporte ce résultat dans le diagramme de Kitamura *et al.* (2002) (FIG. 7.1), en considérant fictivement toutes les autres propriétés comme étant identiques, une augmentation seule de la masse volumique de 100 kg/m^3 conduit à une élévation de la production de suies due à une augmentation de la richesse. Toutefois, une masse volumique différente se traduit irrémédiablement par la variation d'autres propriétés (structure chimique, volatilité, caractéristiques d'auto-inflammation, *etc*) ayant un impact sur la localisation, la taille et les niveaux de la zone de production de suie dans le diagramme richesse – température.

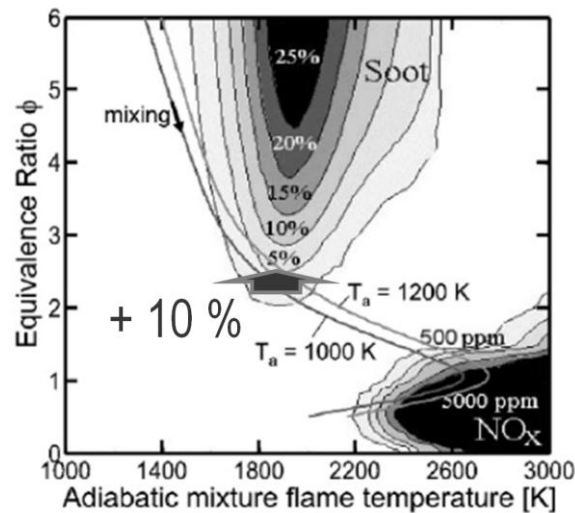


FIG. 7.1 : Effet d'une augmentation de la masse volumique de 100 kg/m^3 dans le diagramme richesse – température

La FIG. 7.2 représente l'évolution du taux de dégagement de chaleur en fonction de l'avancement dans le cycle moteur. Le temps d'activation de l'injecteur est indiqué, ainsi que les évolutions de la luminosité de la flamme (suies) et de la chimiluminescence du radical OH, intégrées sur tout le

champ de visualisation et adimensionnées par leur maximum respectif. Des images moyennes, pendant la flamme de diffusion ($7,5^\circ$ après le PMH) sont présentées sur la même figure. Sur celle-ci, le cercle en trait discontinu blanc correspond aux estimations de la pénétration liquide L à partir du modèle de Siebers (1999). En raison de propriétés de volatilité équivalentes entre ces trois carburants, la pénétration liquide l'est également. Pour les conditions testées, la vaporisation du carburant ne semble pas être finie dans la zone la région où de l'intensité du radical OH a été détectée. Par conséquent, la combustion se produit avec la présence de « gouttelettes » à l'état liquide ou d'un fluide à l'état critique.

La seule différence observable est l'augmentation attendue du délai d'auto-inflammation (d'environ 1° ou $140 \mu\text{s}$) avec la diminution de l'indice de cétane de 80 à 54 pour la première injection uniquement (température initiale moyenne $\approx 800 \text{ K}$). Lors de la seconde injection, la température dans la chambre est suffisamment élevée ($\sim 1050 \text{ K}$ en moyenne initialement) et atténue les différences entre les carburants comme observé par Pickett & Siebers (2003) (FIG. 7.3 (a)).

On remarque d'après les évolutions des intensités lumineuses des signaux de suies et d'OH*, du taux de dégagement de chaleur ainsi que des images, qu'une variation significative de l'indice de cétane, n'engendre pas de modification particulière de la structure de la flamme et de son développement. Pour une variation de l'indice de cétane de 45 à 57 sur un point de fonctionnement de 7 bar de *PMI*, Kumar *et al.* (2009) n'ont également pas constaté de modification du taux de dégagement de chaleur.

D'après Pickett & Siebers, une modification du délai d'auto-inflammation par une variation de la capacité du carburant à s'auto-enflammer uniquement (à iso- autres propriétés) peut éventuellement affecter la formation des suies : soit par interaction avec la phase de combustion dite de prémélange produisant très peu de suies ; soit lorsque la combustion de diffusion est en régime établie, en affectant la distance d'accroche de la flamme [Pickett *et al.* (2005), Pickett & Siebers (2006), Kook & Pickett (2009)] : la longueur de *lift-off* augmente lorsque la capacité du carburant à s'auto-enflammer diminue. La zone de réaction se déplace vers des zones du spray plus ou moins riches (*c.f.* FIG. 1.35 et FIG. 1.36). Le fait qu'aucune distinction ne soit possible entre les carburants à partir des visualisations des zones de réaction intenses (OH*) expliquerait éventuellement la raison pour laquelle, la taille et l'emplacement des zones de production de suies sont équivalentes. Toutefois, nos images de chimiluminescence OH*, ne nous permettent pas de déterminer avec précision la distance de *lift-off*.

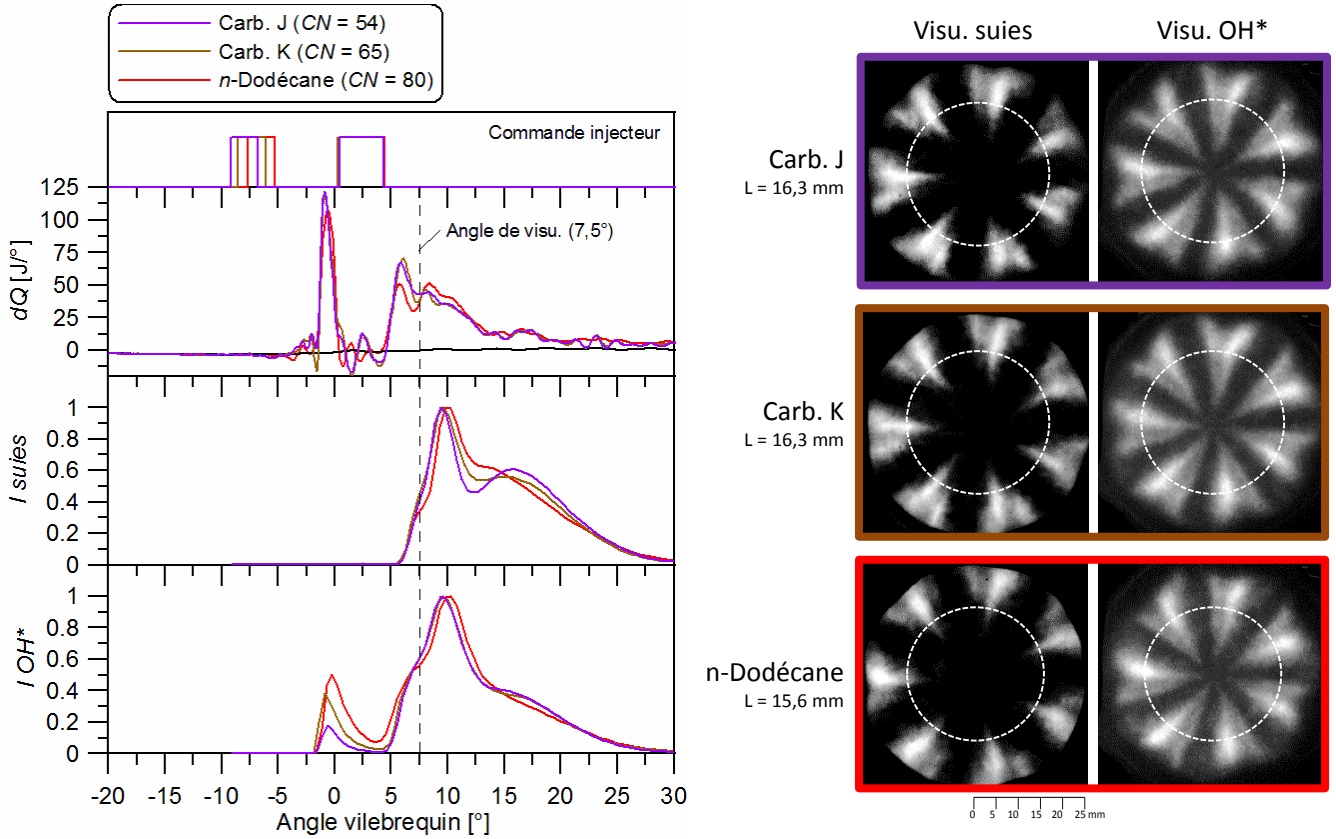


FIG. 7.2 : Influence de l'indice de cétane (de 54 à 80) sur le développement de la combustion

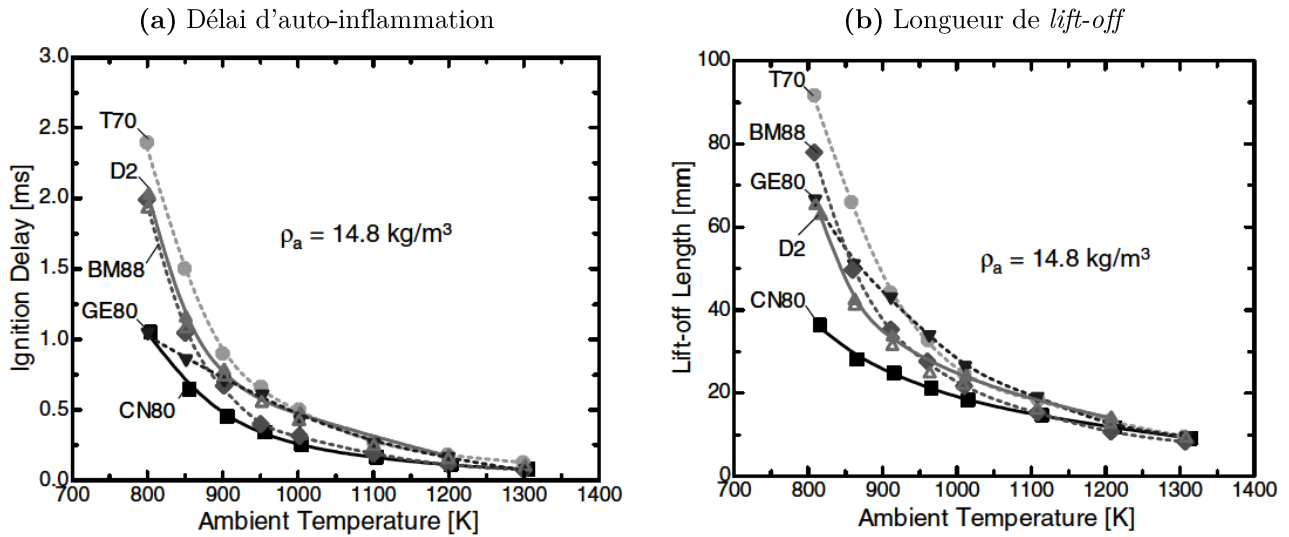


FIG. 7.3 : Influence de la température sur le délai d'auto-inflammation (a) et sur la longueur d'accroche de la flamme (*lift-off*) (b) pour plusieurs carburants [Pickett & Siebers, 2003]

L'évolution du délai d'auto-inflammation en fonction de l'indice de cétane pour tous les carburants testés est tracée sur la FIG. 7.4. Le délai décroît avec l'indice de cétane pour la première injection et

il y a très peu de variations pour la seconde injection. Cho *et al.* (2009) obtiennent une dépendance beaucoup plus importante vis-à-vis de l'indice de cétane sur leur point de fonctionnement (régime moteur et taux d'EGR plus importants, pression d'injection plus faible).

Bien que l'indice de cétane soit représentatif du délai d'auto-allumage du carburant dans des conditions bien spécifiques, comme observé par Pickett & Siebers (2007) (FIG. 7.3 (a)), chaque carburant démontre une évolution quelque peu différente en fonction de la température et de la densité du milieu ambiant. Ce phénomène est probablement à l'origine des fluctuations apparaissant sur la FIG. 7.4.

La FIG. 7.5 représente l'évolution de la durée de la combustion en fonction du délai d'auto-inflammation. Pour la première injection, une augmentation du délai entraîne une élévation non-linéaire de la durée de combustion (de prémélange). A iso-*PMI*, en accord avec les résultats de Petersen *et al.* (2010), cela se répercute par une décroissance du « pic » de dégagement de chaleur et un étalement dans le temps plus important de la combustion. Cela se caractérise également une diminution du gradient de pression cylindre (FIG. 7.6).

Quant à la seconde injection, étant donné que celle-ci est moins influencée par le délai, elle se caractérise une augmentation très rapide du temps de combustion qui est fonction du temps d'activation de l'injecteur principalement.

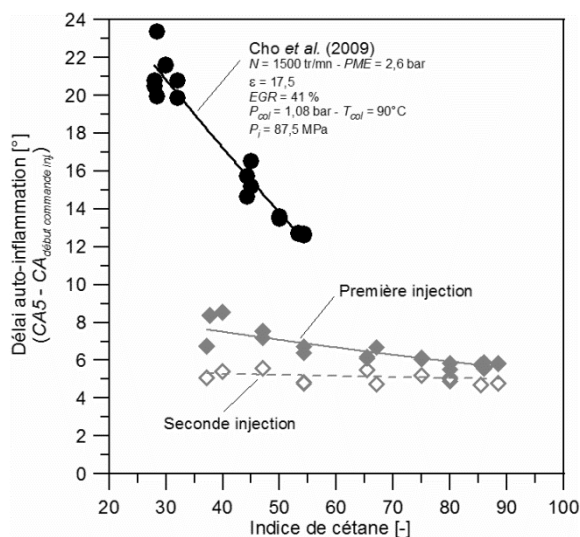


FIG. 7.4 : Évolution du délai d'auto-inflammation en fonction de l'indice de cétane pour les deux injections réalisées et tous les carburants caractérisés

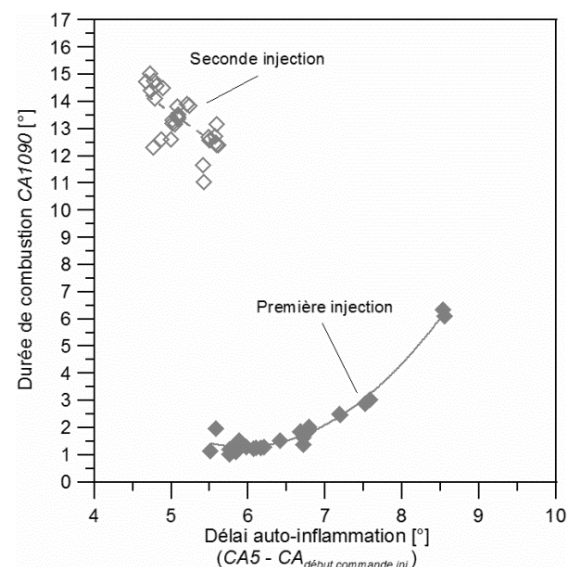


FIG. 7.5 : Évolution de la durée de combustion en fonction du délai d'auto-inflammation

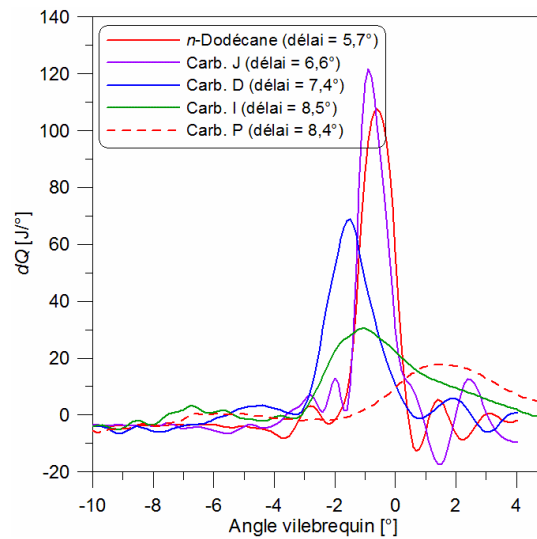


FIG. 7.6 : Taux de dégagement de chaleur liée à la première injection pour plusieurs carburants ayant des délais d'auto-inflammation différents

7.3 Influence de la caractéristique de distillation

Pour des carburants très volatiles, le carburant se vaporise plus vite et peut conduire plus rapidement à la préparation d'un mélange air-carburant. Cela peut engendrer un taux de dégagement de chaleur plus intense lors de la phase de prémélange.

Cinq carburants, séparés en deux groupes ont été comparés afin d'étudier l'influence des caractéristiques de distillation sur la combustion (Tableau 7.3). Ces carburants se caractérisent par une variation de la T_{50} de 442 à 570 K et une très faible teneur en aromatiques ($< 1,9\%$).

Pour le premier groupe (carb. *n*-Dodécane, « B, F et G »), une variation de l'indice de cétane de 75 à 85 est à noter. Toutefois, la section précédente nous indique que cette variation de cétane ne devrait pas affecter de façon significative la combustion sur ce point de fonctionnement.

Pour le second groupe (carb. « A et K »), une variation de 10 % de la masse volumique est à considérer. Celle-ci entraîne une diminution du rapport air - carburant quelle que soit la distance axiale par rapport à l'injecteur (FIG. 4.16) et potentiellement une augmentation de la production de suies si toutes les autres caractéristiques sont similaires (*lift-off*, températures, etc). Toutefois, cette augmentation de la masse volumique s'accompagne d'une diminution du PCO et peut

éventuellement compenser la diminution du rapport air - carburant lorsque la masse volumique augmente.

Tableau 7.3 : Carburants utilisés pour étudier l'effet des caractéristiques de distillation

	<i>T50</i> [K]	<i>T90</i> [K]	<i>CN</i> [-]	$\rho_{f_65^{\circ}C}$ [kg/m ³]	$\nu_{65^{\circ}C}$ [mm ² /s]	<i>Total arom.</i> [%]	<i>x/y</i> [-]	<i>PCO</i> [-]
Carb. B	467	504	75*	729	0,9	0,7	0,53	14,5
<i>n</i>-Dodécane	489		80	716	1,0	0,0	0,46	14,9
Carb. F	545	584	75*	736	1,7	0,2	0,46	14,9
Carb. G	570	612	85*	742	2,1	0,0	0,46	14,9
Carb. A	442	457	67	690	0,7	0,1	0,47	14,9
Carb. K	491	511	65*	760	2,3	1,9	0,50	14,7

* avec EHN (2-ethylhexyl nitrate)

Selon la FIG. 7.7, les pics de dégagement de chaleur de la première injection sont très similaires entre les carburants en raison d'un délai d'auto-inflammation semblable en accord avec Kook & Pickett (2009) et Petersen *et al.* (2010). L'exception apparaît pour le carb. « A », caractérisé par un délai plus important que le carb. « K », accompagné d'un « pic » plus intense bien que ces deux carburants ont un indice de cétane très proche (67 et 65). Il est difficile d'émettre des hypothèses quant à l'explication de ce comportement, mais on s'aperçoit que la volatilité des carburants ne modifie pas significativement le dégagement de chaleur en accord avec les résultats de Kook & Pickett (2009). Lorsque le délai d'auto-inflammation est le même, l'intensité de la combustion de prémélange est semblable quelle que soit la volatilité.

La visualisation directe de la flamme révèle un comportement très différent entre les carburants, indiquant que la volatilité est susceptible d'affecter la formation des suies. D'après les carburants « B », *n*-Dodécane et « F », une augmentation de la *T50* produit un élargissement des zones de rayonnement de suies apparaissant de plus en plus proche de l'injecteur. Cela se confirme avec les carb. « A et K ». Ces résultats peuvent être mis en relation avec les réductions d'émission de particules lorsque la volatilité des carburants diminue, constatées lors de plusieurs études [Shimazaki

et al. (2002), Kono *et al.* (2002), Kumar *et al.* (2009)]. Néanmoins, le carb. « G », le moins volatile, ne suit pas cette tendance avec un rétrécissement des zones de production de suies et leurs éloignements de l'injecteur. L'évolution adimensionnée de la luminosité des suies nous indique que leur apparition et leur croissance durant la combustion est similaire entre les carburants.

Ces différences au niveau de la taille et de la localisation de l'apparition dans le spray de ces zones de production de suies ne peuvent pas être expliquées aux vues du taux de dégagement de chaleur et de la localisation des zones de réaction (OH^*), indiquant des différences mineures entre les carburants. Kumar *et al.* (2009) n'ont également pas constaté de différence sur le taux de dégagement de chaleur pour une variation de la T_{50} de 489 à 561 K, de même pour Kook & Pickett (2009) (T_{90} de 216 à 276 K et 266 à 350 K). L'augmentation de la volatilité n'accélère donc pas l'auto-inflammation : le délai physique (instant entre lequel le liquide sort de l'injecteur et se vaporise) est insignifiant devant le délai chimique (instant entre lequel le mélange atteint les conditions d'auto-inflammation et s'auto-enflamme effectivement).

Ce comportement pourrait être lié à l'interaction entre la zone de réaction et la pénétration liquide (*c.f.* FIG. 1.38). La rencontre des deux pourrait éventuellement modifier la combustion et la dégrader accélérant la production de suies. Cependant, cette hypothèse ne se confirme pas avec le carb. « G » bien que sa pénétration liquide est censée être plus longue. Il pourrait également y avoir un effet de la baisse locale de la température due à la vaporisation comme le suggèrent Siebers *et al.* (2002) : dans leur étude l'interaction pénétration, *lift-off* est obtenu en modifiant la concentration en oxygène dans l'air entraîné (déplacement de la longueur de *lift-off*).

La considération de la teneur en soufre, du PCO , du rapport H/C (représentatif de la structure chimique des carburants) (*c.f.* Tableau-A V-I) ne permettent pas d'expliquer ces phénomènes.

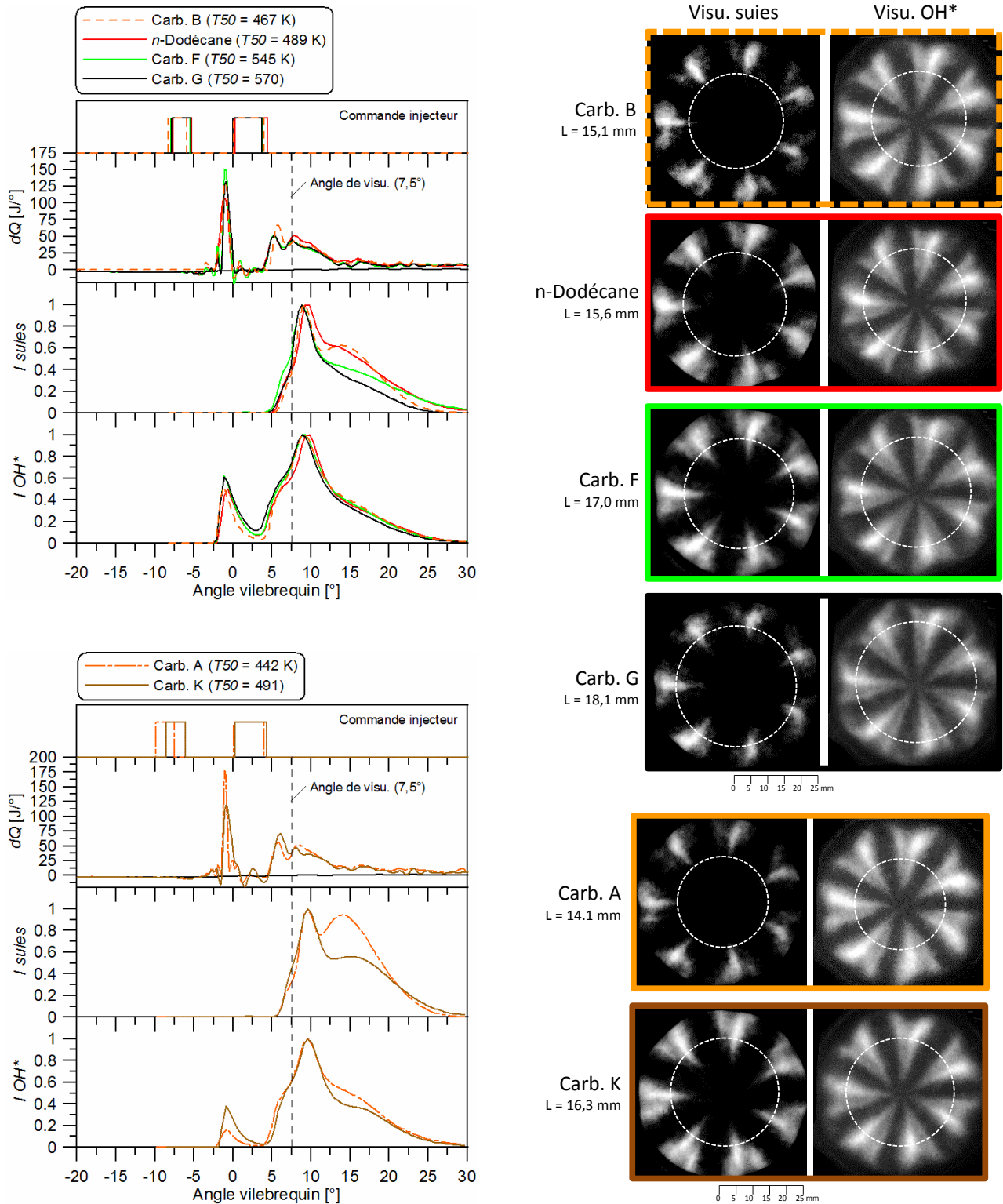


FIG. 7.7 : Influence des caractéristiques de distillation sur le développement de la combustion

7.4 Influence de la proportion en aromatiques

Sept carburants ont été comparés afin d'étudier l'influence de la teneur en aromatiques sur la combustion (Tableau 7.4). Tout d'abord, les carburants « G, M et R » caractérisés par des températures de distillation similaires et des proportions en aromatiques de 0 à 30 %. Ensuite, les carburants « J, D, I et P » pour des proportions de 2 jusqu'à 45 % avec toutefois un couplage avec la volatilité ($T50$ de 446 à 511 K).

Tableau 7.4 : Carburants utilisés pour étudier l'effet de la teneur en aromatiques

	<i>Mono. arom.</i> [%]	<i>Di. arom.</i> [%]	<i>CN</i> [-]	<i>T50</i> [K]	<i>T90</i> [K]	$\rho_{f_{65^\circ C}}$ [kg/m ³]	$\nu_{65^\circ C}$ [mm ² /s]	<i>x/y</i> [-]	<i>PCO</i> [-]
Carb. G	0,4	0,0	85*	570	612	742	2,1	0,46	14,9
Carb. M	7,5	10,0	86*	571	616	788	2,3	0,51	14,7
Carb. R	29,0	1,0	37	583	614	847	2,6	0,56	14,4
Carb. J	1,7	0,2	54	491	511	760	2,4	0,50	14,7
Carb. D	23,6	0,1	47	469	502	760	1,2	0,53	14,5
Carb. I	45,5	0,0	40	446	461	760	2,4	0,57	14,3
Carb. P	12,9	32,2	38	511	545	834	2,4	0,63	14,1

* avec EHN (2-ethylhexyl nitrate)

D'après la FIG. 7.8, des différences importantes peuvent être constatées sur l'évolution de la combustion en fonction de la teneur en aromatique. Pour les carb. « G, M et R », une augmentation à la fois des mono- et di- aromatiques induit un élargissement significatif des zones de production de suies vers l'injecteur. Pour ces trois carburants, on peut constater des taux de dégagement de chaleur similaires, de même pour la chimiluminescence OH*. Ainsi, en raison de caractéristiques de distillation similaires, il est possible d'attribuer cet effet aux aromatiques.

Bien que les mécanismes de formation de suies soient complexes et fassent intervenir de nombreux paramètres (température, richesse, temps, délai d'auto-inflammation, *lift-off*, etc), il est communément admis qu'elles proviennent de la croissance de chaînes d'hydrocarbures aromatiques

polycycliques (HAP) (Glassman, 1988) (Mansurov, 2005). Les carburants contenant des molécules aromatiques sont donc prédisposés à la formation de suies, contrairement aux hydrocarbures paraffiniques qui doivent produire ces précurseurs de suies.

Le carb. « D » présente des zones de production de suies comparables au carb. « J », malgré une teneur en aromatiques plus importante (23,6 contre 1,7 %). Cependant, des différences apparaissent au niveau des zones de réaction intenses. Il semblerait que la distance d'accroche de flamme soit plus longue pour le carb. « D ». La combustion se déroule ainsi dans une zone en aval du spray moins riche en carburant et ainsi la production de suies est limitée (Siebers & Higgins, 2001) (Pickett & Siebers, 2006) (*c.f.* FIG. 1.35). Cet effet s'amplifie avec le carb. « I » pour lequel la teneur en mono-aromatique est de 45,5 %.

Ayant une teneur en aromatiques totaux identiques (45 %), mais contenant 32 % de di-aromatiques, le carb. « P » affiche des zones de production de suies plus importantes que le carb. « I » bien que la distance d'accroche de la flamme continue d'augmenter. Cela s'explique par le fait que les di-aromatiques favorisent davantage la formation de suies que les mono-aromatiques. De plus, pour ces deux derniers carburants, le « pic » de prémélange de la deuxième injection est plus intense, réduisant potentiellement la formation de suies.

Il convient d'insister que pour ces trois derniers carburants, il ne s'agit pas uniquement de l'effet des aromatiques qui est observé. On assiste à un couplage avec une distance de *lift-off* plus importante.

CHAPITRE 7 – Influence des propriétés physico-chimiques des carburants sur le développement de la combustion Diesel

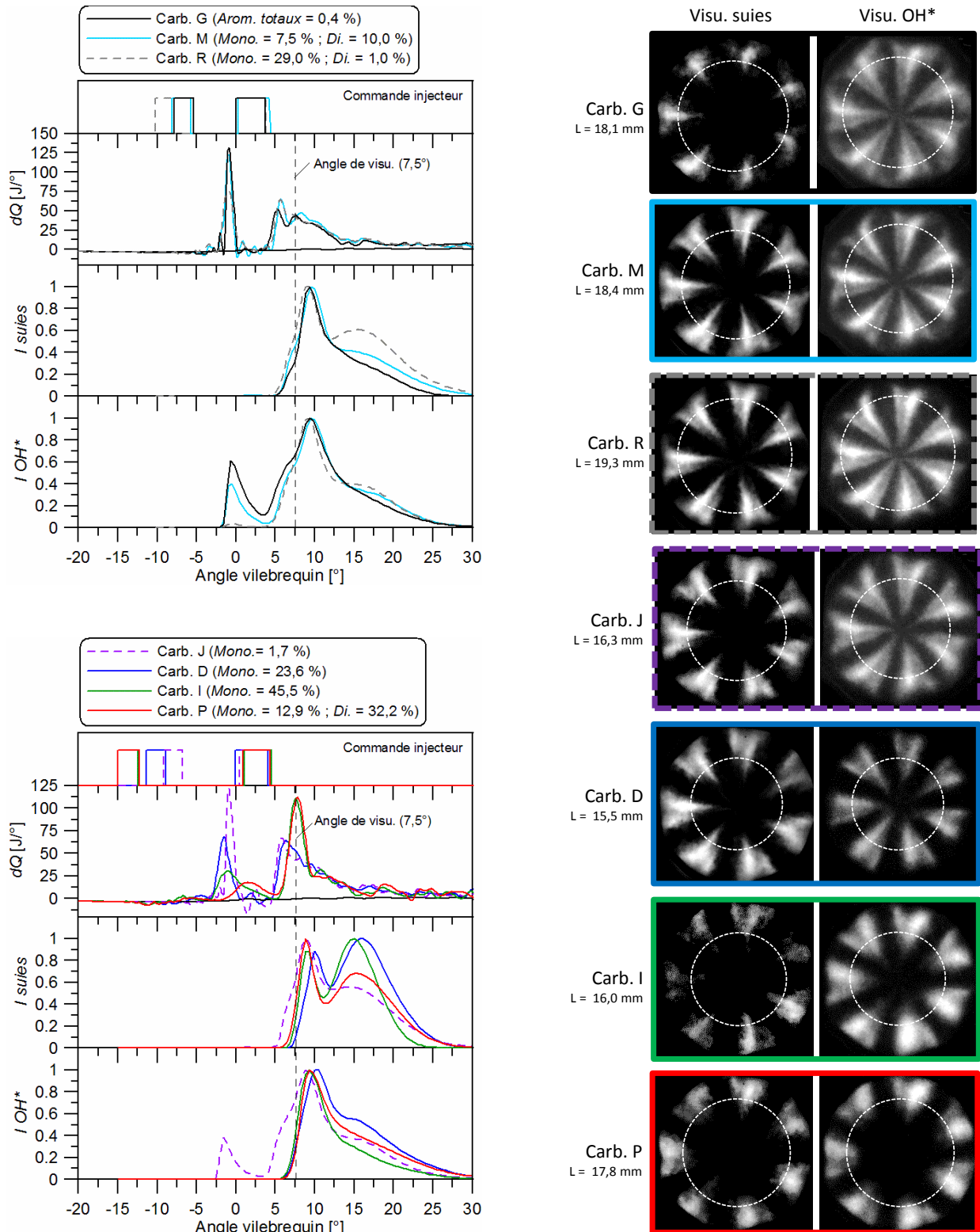


FIG. 7.8 : Influence de la proportion en aromatique sur le développement de la combustion

7.5 Conclusion

Cette première étude à propos de l'impact des propriétés des carburants sur le développement de la combustion Diesel a été menée à partir de l'analyse du taux de dégagement de chaleur et du suivi temporel du rayonnement des particules de suies et des zones de réactions intenses. Plus particulièrement, l'analyse a été centrée sur la phase de combustion de diffusion avant la fermeture de l'injecteur.

Trois 'séries' de carburants ont été testées permettant d'isoler le plus possible l'influence de l'indice de cétane, des caractéristiques de distillation et de la teneur en aromatiques pour une stratégie à deux injections et 6 bar de *PMI*.

Les effets observés sont les suivants :

- Une variation de l'indice de cétane de 54 à 80 induit une augmentation attendue du délai d'auto-inflammation à relativement faible température (~ 800 K) lors de la combustion liée à la première injection. Pour la seconde, à plus haute température (~ 1050 K), l'effet du cétane n'est plus perceptible.

Lors de la combustion de diffusion, aucune différence significative n'a été observée concernant les zones de rayonnement des suies. Cela peut s'expliquer par un comportement similaire de la combustion : zones de réactions intenses et taux de dégagement de chaleur équivalents.

- En revanche, d'après nos observations durant la phase de combustion de diffusion, les caractéristiques de distillation des carburants semblent influencer de façon non monotone, la formation des suies.

Dans un premier temps, une augmentation des températures de distillation (T_{50}) de 442 à 545 K conduit à une apparition des suies de plus en plus proches de l'injecteur. Dans un second temps, pour le carburant le moins volatile ($T_{50} = 570$ K), l'effet s'inverse et ce carburant se comporte comme le carburant le moins volatile.

Aucun changement particulier concernant les zones de réaction et le taux de dégagement de chaleur n'a été constaté. L'interprétation de ce phénomène est donc délicate et nécessiterait davantage d'approfondissements.

- Les effets les plus significatifs sur la combustion ont été obtenus lorsque la teneur en aromatiques augmente.

A iso-délai d'auto-inflammation, une augmentation de la proportion en aromatiques conduit à un élargissement significatif des zones de rayonnement des suies et de leur apparition de plus en plus proche de l'injecteur. L'effet semble plus prononcé pour les di-aromatiques. Cela s'explique par la prédisposition des carburants contenant des aromatiques lors du processus amenant à la formation des suies.

Enfin, pour certains carburants contenant une importante proportion en aromatiques (jusqu'à 45 %), un compromis avec une augmentation du délai d'auto-inflammation et de la distance de *lift-off* a été observé. L'augmentation de la teneur en aromatiques (mono- et di-) est accompagnée d'une augmentation de la longueur de *lift-off* qui compense la formation des suies en déplacement les zones de réaction en aval du spray, plus pauvre en carburant.

Conclusion générale et perspectives de recherche

Synthèse

L'objectif de ce travail de thèse a été d'apporter des éléments de compréhension relatifs aux effets des propriétés physico-chimiques des hydrocarbures sur la combustion Diesel.

Dans un premier temps, un travail de synthèse bibliographique a été réalisé afin de déterminer les paramètres physico-chimiques les plus pertinents à investiguer ainsi que les effets potentiels attendus sur la combustion. Ce travail de synthèse a permis de construire une matrice comprenant 20 hydrocarbures incluant des variations mono-paramétriques des propriétés suivantes : masse volumique, viscosité cinématique, tension de surface, caractéristiques de distillation, indice de cétane et teneur en aromatiques.

Dans un second temps, plusieurs études reliant l'injection à la combustion ont été menées.

La caractérisation de l'écoulement dans la buse de l'injecteur a été réalisée à partir de mesures de taux d'introduction.

Le développement macroscopique du spray dans des conditions de non-vaporisation a été visualisé dans une enceinte pressurisée.

Successivement, des mesures granulométriques par diffraction laser ont été réalisées localement dans la partie peu dense du spray.

Le développement du spray dans des conditions de vaporisation a été étudié dans un moteur à accès optiques alimenté en diazote : l'évolution des phases liquide et vapeur du spray a ainsi été identifiée à partir du couplage des images de diffusion de Mie et de fluorescence induite par laser du toluène, préalablement ajouté à faible quantité dans les carburants.

Finalement, le suivi de la combustion a été réalisé qualitativement à partir de l'analyse du taux de dégagement de chaleur, de la visualisation du rayonnement des particules de suies et de la chimiluminescence du radical OH.

En lien avec l'analyse des résultats, des modèles simples basés sur la physique et des corrélations empiriques ont été utilisés et améliorés.

Les effets des propriétés des carburants sur la combustion Diesel peuvent être résumés de la façon suivante :

- **Influence de la masse volumique des carburants**

L'augmentation de la masse volumique des carburants conduit à une augmentation du débit masse, proportionnelle à la racine carrée de la masse volumique comme stipulée par la théorie de Bernoulli. A iso-*PCI*, cela se traduit par une augmentation de la quantité d'énergie introduite dans la chambre de combustion. De plus, des délais de fermeture de l'injecteur plus longs ont été constatés. Ainsi, pour compenser ces deux effets, une réduction du temps d'activation de l'injecteur et/ou de la pression d'injection sont nécessaires pour maintenir une même quantité d'énergie injectée.

En régime quasi-stationnaire (longueurs de sprays $> 30 - 40$ mm), une légère réduction de l'angle du spray a été observée conduisant à une légère augmentation de la longueur de pénétration. Cet effet a été attribué à la réduction de la vitesse débitante ($\propto \sqrt{1/\rho_f}$) et aux effets aérodynamiques (diminution de ρ_a/ρ_f). Au fur et à mesure que les conditions de pression d'injection et de densité de l'air ambiant augmentent, l'effet de la masse volumique sur les grandeurs géométriques du spray s'amointrit.

Lors de la phase initiale du développement du spray, sous certaines conditions de fonctionnement (P_i, ρ_a) une augmentation de l'angle et une réduction de longueur de pénétration ont été constatées.

Une légère augmentation de la taille des gouttelettes produites a également été mesurée.

La diminution de l'angle (entraînement d'air) et l'augmentation du débit masse de carburant causent une diminution du rapport air-carburant (à iso-*PCO* : image de la richesse) ainsi qu'une légère augmentation de la pénétration liquide. Le risque d'impacter les parois de la chambre de combustion augmente légèrement ainsi que les conséquences associées : augmentation des HC, CO, suies, dilution dans l'huile, et diminution du rendement, *etc.*

L'augmentation de la masse volumique (richesse plus élevée, pénétration liquide plus importante) doit conduire à l'augmentation de la production de suies. Toutefois, il n'a pas été possible expérimentalement de vérifier cet impact de la masse volumique sur la production de suies ou même

sur le développement de combustion (zones de réaction, dégagement de chaleur). D'autres propriétés (comme la composition chimique) semblent être plus importantes que l'effet physique de la variation de la masse volumique.

En conclusion, à partir de cette étude, on peut conclure que l'influence de la masse volumique sur la combustion Diesel au global reste finalement mineure.

- **Influence de la viscosité cinématique**

Une augmentation de la viscosité des carburants mène pour des pressions d'injection inférieures à 60 MPa à une diminution du coefficient de décharge, soit du débit injecté. A faible pression d'injection (30 MPa), une faible augmentation du délai d'ouverture a été observée. Concernant le délai de fermeture de l'injecteur, pour des temps de commande courts, une augmentation de la viscosité provoque une diminution du délai, et l'inverse pour des temps de commande plus longs. Il est ainsi nécessaire de corriger ces effets en modifiant le temps de commande et/ou la pression d'injection afin d'injecter la même quantité d'énergie.

En régime quasi-stationnaire (longueurs de sprays $> 30 - 40$ mm), et de façon plus prononcée pour de faibles pressions d'injection, une réduction significative de l'angle du spray a été constatée associée à une légère augmentation de la longueur de pénétration. Cet effet semble être relié à la turbulence développée dans l'orifice.

Lors de la phase initiale du développement du spray, sous certaines conditions de fonctionnement (P_b , ρ_a), une augmentation significative de l'angle et une réduction de la longueur de pénétration ont été remarquées.

Une augmentation significative du diamètre des gouttelettes a également été mesurée.

La diminution de l'angle (entraînement d'air) cause ainsi une légère diminution du rapport air-carburant (à iso-PCO : image de la richesse).

En fonctionnement moteur (stabilisé thermiquement), les températures généralement élevées permettent de réduire la viscosité des carburants ainsi que les écarts entre eux. Par conséquent, la viscosité ne semble pas influencer significativement la pénétration liquide ni les autres grandeurs telles que la pénétration du spray, l'entraînement d'air et le débit.

En revanche, pour les démarrages à froid utilisant de faibles pressions d'injection, la variation de la viscosité risque de causer une modification de la pénétration liquide (impact parois) et du mélange, en raison de son effet sur l'angle.

En conclusion, l'effet de la viscosité sur la combustion reste mineur pour un moteur stabilisé thermiquement mais peut s'avérer significatif dans les conditions de démarrage à froid ou pour des carburants très visqueux.

- **Influence de la tension de surface**

Pour une variation de la tension de surface de 15 à 30 mN/m (plage de variation usuelle), aucune modification significative de la granulométrie du spray n'a pu être relevée. Cela s'explique par la faible gamme de variation de cette propriété ainsi que d'un nombre de Weber relativement élevé dans les conditions de l'injection Diesel.

- **Influence de la volatilité**

La volatilité des carburants est la propriété qui a le plus d'impact sur la pénétration liquide.

Pour des hydrocarbures conventionnels, la pénétration liquide augmente de façon linéaire avec la température de distillation, représentée par la *T50* ou la *T90* par exemple.

Pour certains carburants alternatifs, en particuliers les alcools (méthanol, éthanol, butanol, *etc*), la chaleur latente de vaporisation est à considérer puisque leur valeur élevée induit une augmentation de la pénétration liquide.

A mesure que la température du milieu augmente, bien que l'importance de la volatilité diminue, des différences significatives demeurent.

D'autres propriétés caractérisant la volatilité d'un carburant, comme la capacité thermique, la masse molaire, la conductivité thermique, la diffusivité moléculaire en phase gazeuse, la température critique et la viscosité (par l'intermédiaire de son effet sur la granulométrie) participent sûrement aux procédés d'évaporation mais à un ordre très inférieur. Elles ne sont donc pas considérées comme des propriétés critiques limitant l'évaporation d'un spray Diesel.

Il a été observé qu'une diminution de la volatilité conduit dans un premier temps à une augmentation de la production de suies. Puis, il semblerait que l'effet s'inverse avec une augmentation de la production de suie lorsque la volatilité continue de diminuer. L'effet de la volatilité n'est probablement pas dû uniquement à son impact sur les procédés de mélange. En effet, bien que les carburants considérés ne contiennent pas d'aromatiques, cette variation des caractéristiques de distillation se traduit irrémédiablement par une variation de la composition chimique (proportion en paraffines, oléfines, longueurs des chaînes carbonées, degré de ramification, *etc*) qui affecte la formation des précurseurs de suie. Dans le but de dissocier ces deux effets, physique et chimique, des études plus approfondies sont nécessaires.

En conclusion, une augmentation de la volatilité des carburants (diminution des températures de distillation et/ou de la chaleur latente de vaporisation) a indéniablement un effet positif sur l'impact et le mouillage des parois de la chambre de combustion, ainsi que sur la réduction de la formation des suies pendant la combustion contrôlée par le mélange.

- **Influence de l'indice de cétane**

L'indice de cétane ne permet pas de représenter de façon très précise la capacité du carburant à s'auto-enflammer dans les conditions rencontrées dans un moteur Diesel.

A relativement faible température initiale du milieu ambiant, la tendance générale est conservée, c'est-à-dire une diminution du délai lorsque l'indice de cétane augmente. Toutefois, étant donné que chaque carburant a un comportement différent en fonction de la température et de la densité du milieu ambiant, l'ordre (indice de cétane – délai) n'est pas rigoureusement respecté.

Dans le cas d'injections courtes, caractérisées par une combustion de prémélange en masse uniquement, une augmentation du délai d'auto-inflammation ($\sim$ réduction de l'indice de cétane), conduit à une augmentation de la durée de combustion (CA_{10-90}) et une diminution du gradient de pression cylindre.

A haute température initiale, l'impact de l'indice de cétane sur le délai d'auto-inflammation n'est plus significatif.

Pour une variation de l'indice de cétane de 54 à 80, pendant la combustion contrôlée par le mélange, nous n'avons pas constaté de différence significative au niveau des zones de réaction et de formation des suies.

En conclusion, l'effet de l'indice de cétane intervient surtout dans des conditions initiales à faibles températures et densité du milieu ambiant (démarrage à froid, injection pilote, injection précoce, etc).

- **Influence de la teneur en aromatique**

La teneur en aromatiques est certainement la propriété principale conduisant à la formation de suie. Pour les carburants à relativement fort indice de cétane, une augmentation des mono- et principalement des di- aromatiques induit un élargissement significatif des zones de production de suie vers l'injecteur.

Pour les carburants à plus faible indice de cétane, une augmentation de la proportion en aromatiques ne se traduit pas forcément par une production de suie plus importante. En effet, il a

été constaté une augmentation de la distance de *lift-off*, ainsi qu'un déplacement des zones de réaction en aval du spray moins riche en carburant, réduisant la formation des suies.

Conclusion

Cette étude montre qu'en conditions de fonctionnement « normales » d'un moteur Diesel, c'est-à-dire stabilisé thermiquement, les propriétés physiques des carburants (masse volumique, viscosité, tension de surface) n'affectent pas suffisamment l'étape d'injection et la structure du spray (taux d'introduction, angle, entraînement d'air, pénétration, richesse) pour impacter le développement de la combustion Diesel et la formation des suies. Il en est de même pour l'indice de cétane, du moins pour une gamme de variation compris entre 54 et 80 et pour des températures initiales supérieures à 1000 K, ce qui est généralement le cas lors de l'injection principale à partir de charges moyennes.

Les différences les plus marquées apparaissent lors de la vaporisation du spray, étape pendant laquelle les propriétés caractérisant la volatilité des carburants sont de première importance : principalement la température de distillation (pour les hydrocarbures classiques) et la chaleur latente de vaporisation (pour les alcools). La vaporisation semble également affecter la formation des suies, comme les propriétés chimiques, et tout particulièrement la proportion en aromatiques.

Perspectives

Pour qu'un carburant soit viable, celui-ci doit présenter de bonnes caractéristiques de fonctionnement à froid. Cette phase de fonctionnement du moteur Diesel devient de plus en plus problématique, en raison, d'une part de sa prise en compte dans les cycles normalisés d'émissions de polluants (EURO 6), d'autre part, comme les moteurs de demain utiliseront davantage des systèmes d'hybridations (moteurs électriques, alerno-démarrers), les phases de démarrage à froid seront plus fréquentes. Dans ces conditions, nous avons montré que les propriétés physiques des carburants, notamment la viscosité, sont susceptibles d'influencer significativement le spray Diesel (débit, angle, granulométrie). Toutefois, le lien avec le déroulement de la combustion est encore mal compris.

L'impact de la qualité de la vaporisation sur la combustion et en particulier l'interaction entre la phase liquide et la flamme de diffusion et de prémélange, nécessitant encore des études fondamentales pour mieux contrôler la combustion.

Notre étude donne principalement des informations sur l'impact des propriétés physiques des carburants qu'il serait nécessaire d'approfondir en considérant l'impact des propriétés chimiques apportées par les carburants de substitution (concentration en oxygène, esters, *etc*).

Par manque de temps, nous n'avons pas pu réaliser d'essais avec un moteur monocylindre opaque afin de mesurer les émissions de polluants (NO_x , particules, HC, CO) et de consommation, tout en variant la concentration en diluant (EGR). L'objectif serait de travailler sur le compromis NO_x / particules avec comme variables les propriétés des carburants afin d'évaluer leur impact.

De manière plus générale, d'autres aspects tout aussi importants doivent être considérés et caractérisés comme par exemple la compatibilité avec les matériaux existants, le pouvoir lubrifiant, le tenu à froid (point de trouble, point d'écoulement, filtrabilité), l'encrassement, le point éclair (pour la sécurité du stockage et de la distribution), la stabilité, sans oublier la viabilité économique et énergétique.

-
ANNEXES
-

ANNEXE I

Principe de fonctionnement de la technologie d'injecteur piézoélectrique indirecte

La technologie des injecteurs utilisés est de type piézoélectrique indirecte. La FIG.-A I-I illustre une vue en coupe d'un tel injecteur. L'aiguille n'est pas contrôlée directement par les éléments piézoélectriques. Ces éléments contrôlent l'ouverture d'une soupape, fermant une chambre de contrôle remplie de carburant. Le niveau de pression dans cette chambre permet le contrôle de l'aiguille.

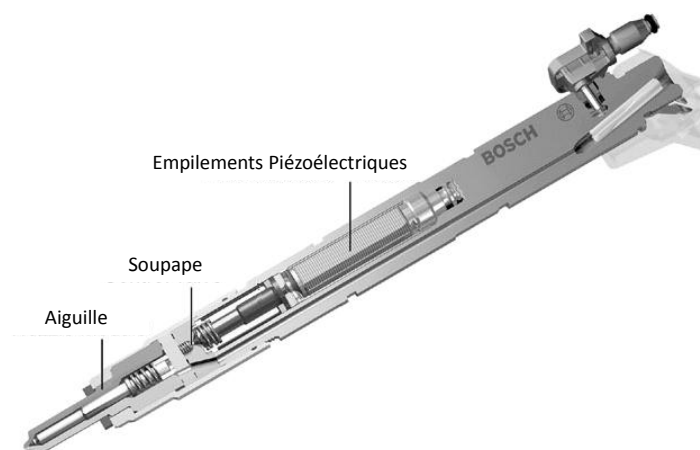


FIG.-A I-I : Vue en coupe d'un injecteur Bosch CRI 3.1 [document Bosch]

Quatre phases distinctes sont à considérer lors du fonctionnement de l'injecteur :

1. Au repos (FIG.-A I-II à gauche), il y a équilibre des pressions dans l'injecteur et l'ensemble est à la pression de la rampe. Le retour carburant, derrière la soupape, est à la pression du retour, c'est à dire 10 bar (régulée par un clapet à bille). L'effort appliqué par le ressort et la pression du carburant sur la surface supérieure de l'aiguille permet le maintien sur son siège.
2. La levée de l'aiguille (FIG.-A I-II au milieu) s'effectue lorsque les empilements piézoélectriques se décontractent, ouvrant la soupape. Cela engendre une chute de pression (à la pression du retour) dans le volume associé et la soupape obstrue le conduit calibré 1. Par l'intermédiaire du conduit calibré 2, la pression dans l'amplificateur hydraulique chute. La force appliquée par la pression du carburant sur la partie inférieure de l'aiguille (à la

pression de la rampe) devient supérieure aux forces de maintien de l'aiguille et elle se lève. Le temps qui s'écoule entre l'instant de début de la commande et le décollement effectif de l'aiguille est appelé le délai d'ouverture t_{on} (FIG.-A I-III). Un débit de fuite subsiste par l'intermédiaire de l'orifice calibré.

3. Le régime stabilisé est atteint lorsque la section de passage effective libérée par la levée de l'aiguille est supérieure à la section totale effective de l'ensemble des orifices, et lorsque la mise en pression du micro-sac a atteint son régime stationnaire : l'injecteur débite à débit quasi-constant.
4. La fermeture de l'aiguille (FIG.-A I-II à droite) se produit lorsque les éléments piézoélectriques cessent d'être activés, refermant la soupape. Par l'intermédiaire de l'orifice calibré ainsi que des conduits calibrés 1 et 2, les chambres se remplissent, jusqu'à ce que la pression soit suffisante pour faire redescendre l'aiguille. La surface sur le haut de l'aiguille est plus grande que la surface sur le bas : de ce fait, pour une même pression d'une part et d'autre de l'aiguille, l'effort qui y est appliqué est plus important sur sa partie supérieure. De plus, le ressort aide au rappel de l'aiguille sur son siège. Le temps qui s'écoule entre l'instant de fin de la commande et la fermeture complète du trou par l'aiguille est appelé le délai de fermeture t_{off} (FIG.-A I-III).

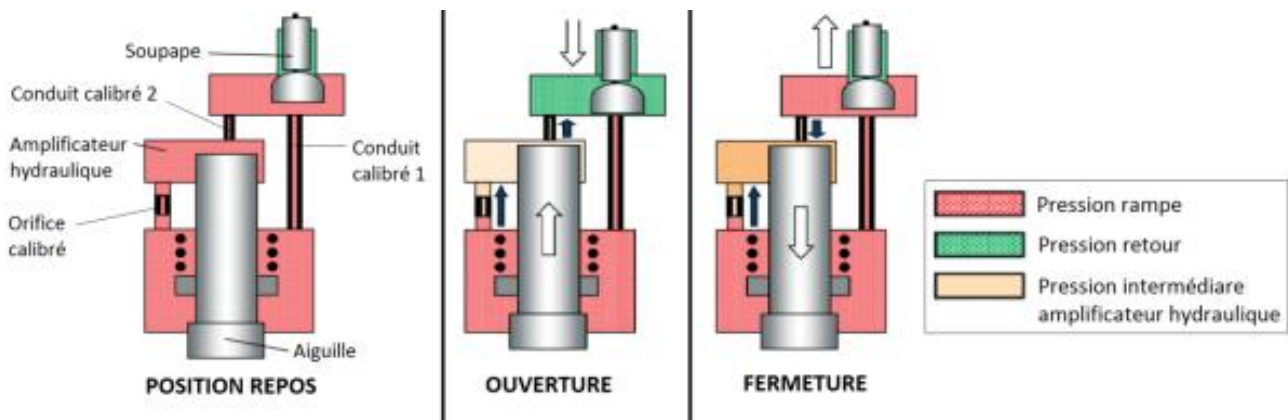


FIG.-A I-II : Schéma de principe de fonctionnement de l'injecteur piézoélectrique
[Adaptation d'un document de Bosch]

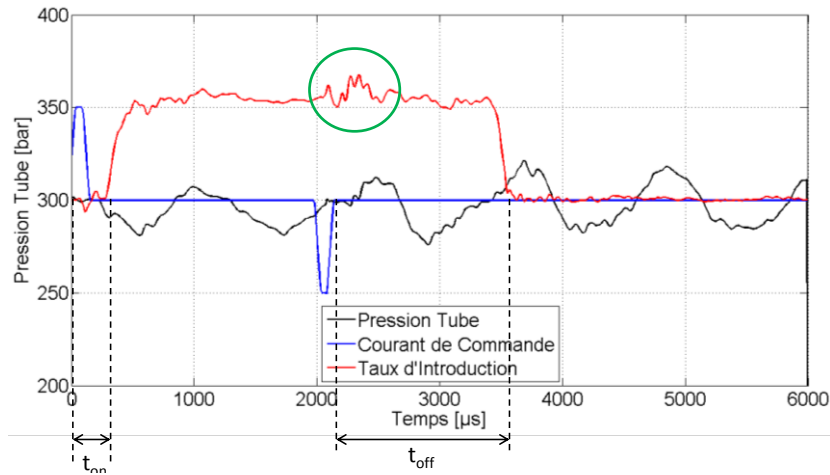


FIG.-A I-III : Pression tube, courant de commande et taux d'introduction – $P_i = 300$ bar

D'après la FIG.-A I-III, avant le début de l'injection, la pression dans le tube est quasi-constante. Lorsque l'injecteur s'ouvre la pression chute et oscille autour d'une valeur moyenne quasi-constante. Il a été démontré par Seykens *et al.* (2004) et Ubertini (2006) que les fluctuations de débit à faibles fréquences observables sur les taux d'introduction sont liées aux fluctuations de pression d'injection. Les perturbations au milieu du taux d'introduction (entourées en vert sur la FIG.-A I-III) sont corrélées avec la fin de la commande de l'injecteur et le début du mécanisme de fermeture de l'aiguille. Cela se confirme d'après la FIG.-A IV-I, sur laquelle le temps de commande varie. L'effet est plus prononcé à faible pression d'injection. Lors de la fermeture de l'aiguille, il se produit également des « coups de bélier » visibles sur les courbes de la pression tube (FIG.-A I-IV). Cela a déjà été observé par Seykens *et al.* (2004).

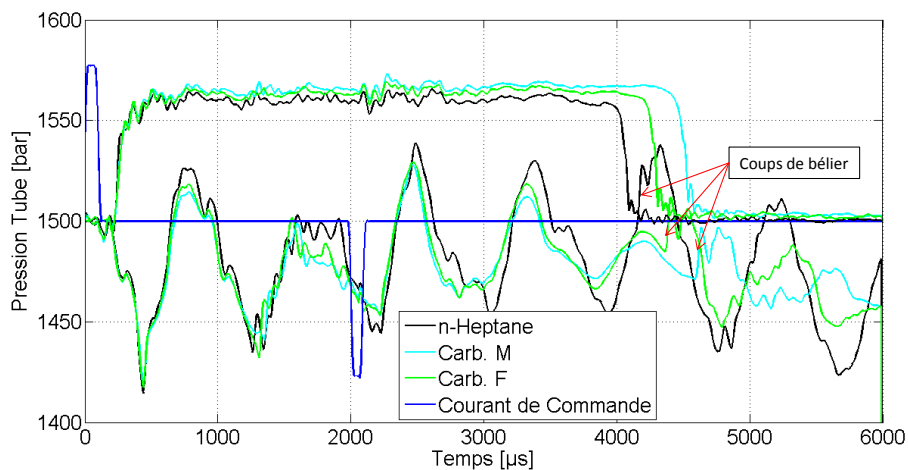


FIG.-A I-IV : Pression tube, courant de commande et taux d'introduction pour trois carburants – $P_i = 1500$ bar

ANNEXE II

Pilotage de l'injecteur piézoélectrique

Les paramètres de pilotage de l'injecteur piézoélectrique comprennent :

- La tension à appliquer aux bornes de l'injecteur durant toute la durée de la commande ;
- La pente d'intensité à l'ouverture et à la fermeture ;
- Le courant de palier maximal à l'ouverture et à la fermeture.

Nota : Ces réglages sont valables pour le mode palier.

Procédure

La FIG.-A II-I représente un comparatif entre les réglages PSA et ceux que nous avons définis et utilisés.

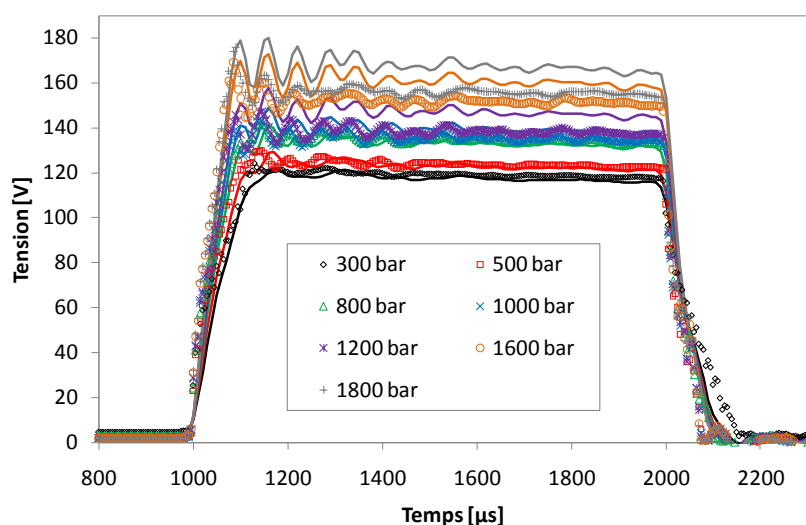


FIG.-A II-I : Tension de commande de l'injecteur pour plusieurs pressions d'injection - Symboles : données PSA ; Traits continus : valeurs utilisées

Afin de pouvoir paramétrer l'injecteur quelle que soit la pression d'injection, des régressions linéaires ont été définies (EQ.-A II-I à EQ.-A II-III).

Tension de commande :

$$U = 0.0241 P_i + 112.33$$

EQ.-A II-I

Pente du courant :

$$a = 0.135 Pi + 61.102$$

EQ.-A
II-II

Courant de palier :

$$I = 2.0811 Pi + 4030.9$$

EQ.-A II-III

U est en volt, a en mA/μs, I en mA et Pi en bar.

Les réglages les plus utilisés lors des essais de taux d'introduction sont :

Tableau-A II-I : Paramétrage de l'injecteur lors des essais de taux d'introduction

Pression d'injection (bar)	Tension d'ouverture (V)	Pente d'intensité (mA/μs)	Courant de palier (mA)
300	120	102	4655
400	122	115	4863
500	124	129	5071
600	127	142	5280
900	134	183	5904
1200	141	223	6528
1500	148	264	7153
1800	156	304	7777

ANNEXE III

Développement de l'équation de principe du taux d'introduction

Le lien entre la pression et la vitesse d'une onde peut être estimé à partir des équations de conservation de la masse et du moment (encore appelée la quantité de mouvement) appliquées à un volume de contrôle (FIG.-A III-I). Sur cette figure, l'onde est considérée comme immobile et voyant un écoulement la traversée (l'observateur se déplace avec l'onde). Une onde se propageant dans un fluide va incrémenter sa vitesse par dv , sa densité par $d\rho$ et sa pression par dP .

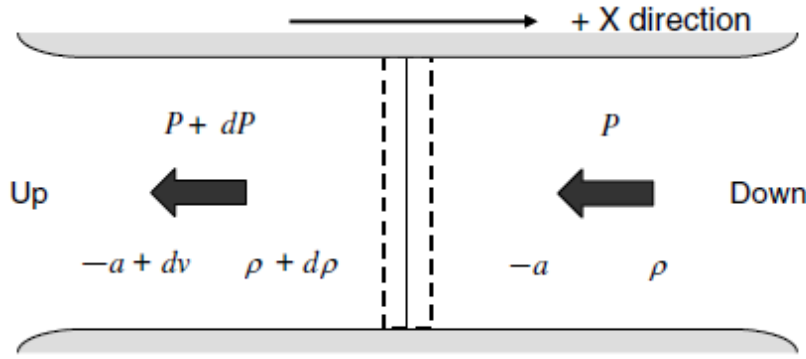


FIG.-A III-I : Volume de contrôle du tube d'essai du taux d'introduction [Suh *et al.*, 2008]

L'équation du moment s'exprime :

$$M = (\rho_f \times A \times v) \times v \quad \text{EQ.-A III-I}$$

Où ρ_f , A et v représentent respectivement la densité du fluide, l'aire de la section du tube et la vitesse du fluide.

D'après l'équation de continuité, la masse entrante dans l'onde est égale à la masse sortante :

$$m_{in} = \rho_f \times A \times (-a) \quad \text{EQ.-A III-II}$$

$$m_{out} = (\rho_f + d\rho) \times A \times (-a + dv) \quad \text{EQ.-A III-III}$$

En égalisant ces deux équations et en éliminant les termes du second ordre, il vient :

$$\frac{d\rho}{\rho_f} = \frac{dv}{a} \quad \text{EQ.-A III-IV}$$

La conservation de la quantité de mouvement s'illustre par :

$$M_{out} - M_{in} = A \times dP \quad \text{EQ.-A III-V}$$

Avec (en utilisant l'EQ.-A III-I) :

$$M_{in} = -\rho \times A \times a^2 \quad \text{EQ.-A III-VI}$$

$$M_{out} = -(\rho + d\rho) \times A \times (a - dv)^2 \quad \text{EQ.-A III-VII}$$

En égalisant ces deux équations et en éliminant les termes du second ordre, il vient :

$$2 \times A \times a \times \rho \times dv - A \times a^2 \times d\rho = A \times dP \quad \text{EQ.-A III-VIII}$$

En y injectant l'EQ.-A III-IV, découle :

$$A \times \frac{dP}{a} = A \times \rho \times dv = \dot{m} \quad \text{EQ.-A III-IX}$$

Où $\dot{m}$ est le débit masse.

ANNEXE IV

Déviation de la mesure de taux d'introduction

Bien que le débit paraisse constant pour des temps supérieurs à 2000 μs jusqu'à la fermeture de l'injecteur, la fenêtre de calcul n'a pas été élargie pour les deux raisons suivantes : tout d'abord, dès la fin de la commande de l'injecteur (après 2000 μs), les fluctuations de débit augmentent en raison de la mécanique de fermeture de l'injecteur (FIG.-A I-III). Ensuite, il a été remarqué une déviation de la mesure du taux d'introduction au cours du temps d'injection. En effet, d'après la FIG.-A IV-I, on remarque que le débit ne revient pas à zéro lorsque l'injecteur se ferme. Cela se produit lorsque la viscosité des carburants augmente et pour des temps de commande supérieurs à 2000 μs . Selon IAV[®], ce phénomène est dû à l'atténuation des ondes de pression dans le tube enroulé du taux d'introduction avec la valve de décharge. On le montre grâce à la FIG.-A IV-II, où les ondes du *n*-Heptane (fluide le moins visqueux) s'atténuent plus rapidement que pour le carburant n°18 (fluide le plus visqueux). On peut également observer ce phénomène sur les résultats de Payri *et al.* (2004). Une méthode de correction a été proposée par Payri *et al.* (2008).

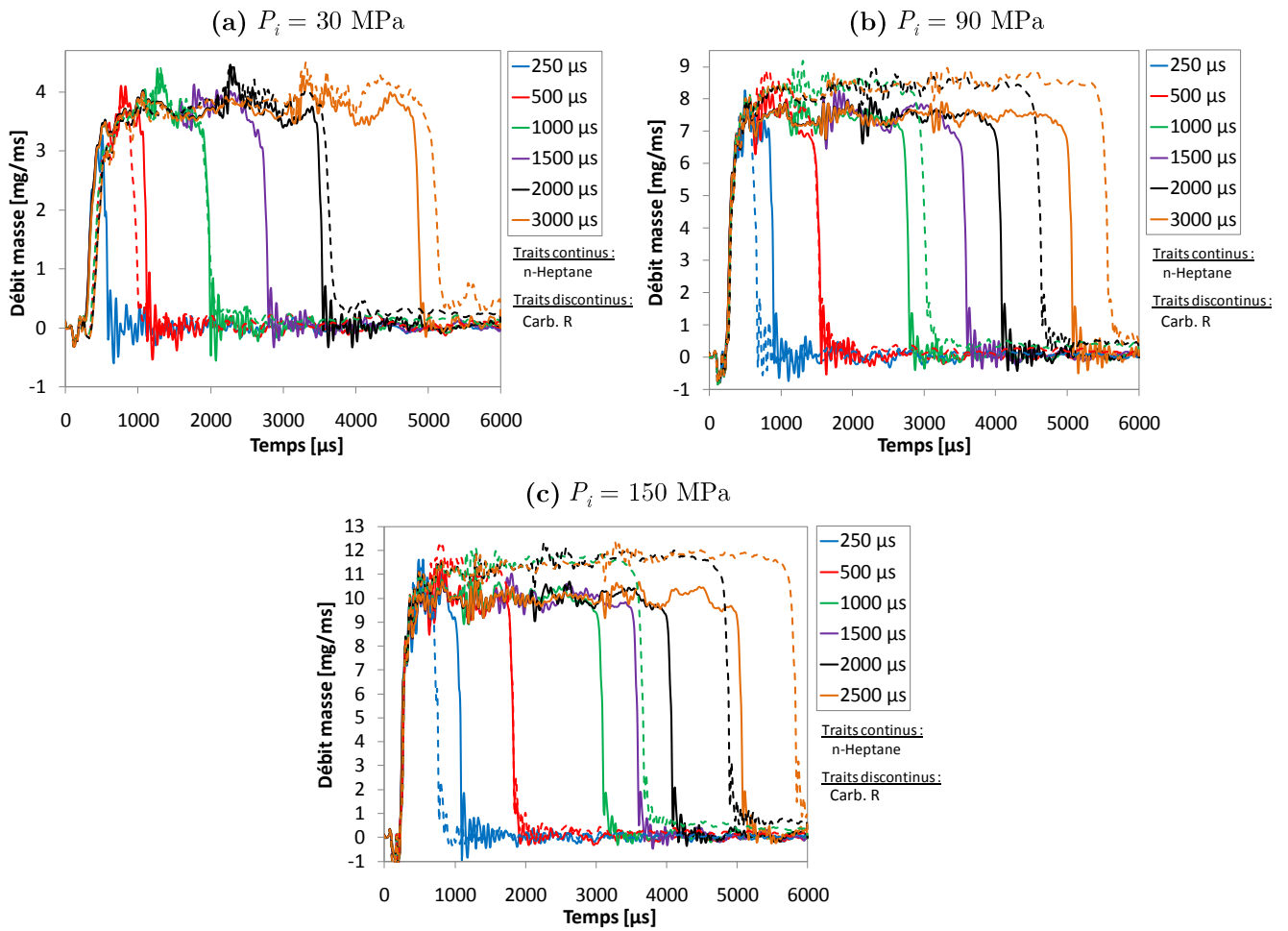


FIG.-A IV-I : Taux d'introduction pour différentes pressions d'injection et différents temps de commande - Carburants : *n*-Heptane et carb. « R »

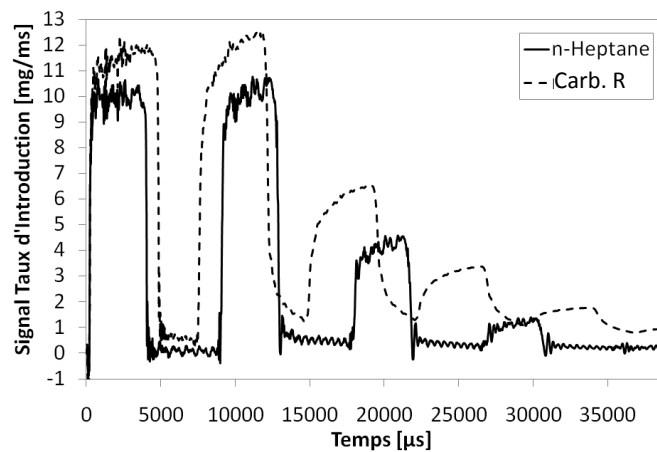


FIG.-A IV-II : Atténuation des ondes de pression dans le tube enroulé du taux d'introduction

ANNEXE V

Matrice carburants et estimation des propriétés

Tableau-A V-I : Liste des propriétés des carburants testés

	<i>n</i> ¹ Hept.	<i>n</i> ² Dodec	A	B	C ¹	D ¹	E ²	F	G	H ¹	I	J ³	K ³	L ¹	M	O	P	Q ²	R
ρ_f 15°C	688	753	737	773	802	801	874	779	785	802	801	802	802	802	827	869	879	874	881
$\nu_{40^\circ\text{C}}$	0,5	1,4	0,9	1,2	1,8	1,8	1,8	2,7	3,5	4,0	4,0	3,9	3,9	4,0	3,7	3,9	4,0	3,9	4,7
$\sigma_{25^\circ\text{C}}$	19,6	25,3	23,4	16,0	26,2	22,8	29,0	18,0	17,0	22,7	25,4	26,6	26,6	26,1	30,0	29,0	29,3	29,1	30,1
IBP			429	436	-	441	448	481	484	439	423	473	473	442	506	448	477	452	463
T10			435	445	449	451	451	505	524	446	-	478	478	447	526	-	-	-	498
T20			437	450	455	455	456	-	536	451	-	481	481	453	536	-	486	-	534
T30			439	454	485	459	461	526	546	456	-	484	484	457	547	-	495	-	565
T40			440	460	463	463	466	536	559	462	-	488	488	463	559	452	504	464	577
T50			442	467	468	469	472	545	570	467	446	491	491	468	571	454	511	471	583
T60	371	489	445	475	474	475	480	555	581	473	449	495	495	474	582	457	518	478	589
T70			448	484	482	482	492	565	590	479	453	499	499	480	592	459	526	488	596
T80			452	494	491	491	510	575	600	488	455	504	504	489	602	461	534	506	604
T90			457	504	502	502	531	584	612	502	461	511	511	502	616	466	545	531	614
T95			463	512	513	511	545	591	622	512	466	518	518	512	627	470	555	454	622
FBP			470	524	522	522	555	596	628	522	476	527	527	522	636	481	564	557	628
IC		56	67	75*	47	47	24	75*	85*	47	40	54	65*	47	86*	10	38	24	37
C	% m.	84,0	84,7	85,0	86,4	86,5	88,9	84,7	84,8	86,5	87,3	85,7	85,7	86,5	85,9	89,4	88,4	88,9	87,0
H	% m.	16,0	15,3	15,0	13,6	13,5	13,5	11,1	15,3	15,2	13,5	12,7	14,3	14,3	14,1	10,6	11,6	11,1	13,0
C ⁺	% mol.	30,4	31,6	32,1	34,7	34,8	34,8	40,0	31,6	31,7	34,8	36,4	33,2	33,2	34,8	33,8	41,3	38,7	40,0
H ⁺	% mol.	69,6	68,4	67,9	65,3	65,2	65,2	60,0	68,4	68,3	65,2	63,6	66,8	66,8	65,2	58,7	61,3	60,0	64,3
x/y	-	0,44	0,46	0,47	0,53	0,53	0,53	0,67	0,46	0,46	0,53	0,57	0,50	0,50	0,51	0,70	0,63	0,67	0,56
PCO	-	15,1	14,9	14,9	14,5	14,5	14,5	14,0	14,9	14,9	14,5	14,3	14,7	14,7	14,5	14,7	13,9	14,1	14,4
PCI	[MJ/kg]	44,4	44,1	-	43,8	-	-	43,9	43,8	-	-	-	-	-	43,1	-	-	-	-
M	g/mol	100	170	141	157	156	156	151	215	236	156	140	172	172	233	137	172	151	222
T _c	[K]	540	658	618	650	659	686	711	730	659	639	678	678	659	746	664	713	686	764
P _c	[MPa]	2,7	1,7	2,1	2,1	2,3	2,3	2,7	1,5	1,3	2,3	2,5	2,0	2,0	2,3	1,6	2,7	2,4	2,7
Mono-arom.	[% m.]	0,0	0,0	0,1	0,5	23,6	23,6	50,1	0,0	0,4	23,6	45,5	1,7	1,7	23,6	7,5	87,6	12,9	29,0
Di-arom.	[% m.]	0,0	0,0	0,0	0,2	0,1	0,1	16,2	0,2	0,0	0,1	0,0	0,2	0,2	0,1	10	0,0	32,2	16,2
Tri-arom.	[% m.]	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,1	0,0	0,3
Total arom.	[% m.]	0,0	0,0	0,1	0,7	23,7	23,7	66,3	0,2	0,0	23,7	45,5	1,9	1,9	23,7	17,5	87,6	45,2	30,4
Souffre	[mg/kg]	0,0	0,0	4,0	6,5	5,3	5,3	3,5	3,3	0,0	5,3	6,6	3,9	3,9	3,9	5,4	1,7	3,5	3,3

¹ Base commune x (x = 1, 2 ou 3)
² Méthode IP365
³ Méthode IP71
⁴ Méthode IP71
⁵ Point initial d'ébullition
⁶ Point final d'ébullition
⁷ Température pour laquelle x % du carburant est distillé – Méthode IP123
⁸ Indice de cetane dérivé, méthode IP498/06 (* : avec EHN)
⁹ $\%mol.C = \%m.C/12 / (\%m.C/12 + \%m.H)$
¹⁰ $\%mol.H = \%m.H / (\%m.C/12 + \%m.H)$
¹¹ de C₄H₁₀
¹² $x/y = - \%m.C / [12 (\%m.C - 100)]$
¹³ PCO Pouvoir comburivore (M_{air}/M_{carb} à la stœchiométrie)
¹⁴ M Masse molaire estimée (Méthode Riazi & Daubert (Riazi, 2007))
¹⁵ Pour 70 < M < 700 ; 300 < T_b < 850 K
¹⁶ $M = 42,965 \times \exp(2,097 \cdot 10^{-4} \times T_b - 7,78712 \times SG + 2,08476 \cdot 10^{-3} \times T_b \times SG)] \times T_b^{1,26007} \times SG^{4,98308}$
¹⁷ T_c Température critique estimée
¹⁸ P_c Pression critique estimée

Vitesse du son mesurée

Pour la mesure du débit masse aux bornes de l'injecteur, la vitesse du son doit être connue comme le stipule l'EQ. 2.1. La méthode pour la mesure est détaillée dans la section 2.2.

Les résultats obtenus pour les carburants de la matrice sont présentés sur la FIG.-A V-I. Les mesures ont été effectuées à température ambiante (environ 24°C) et pour des pressions de 1,0 à 9,0 MPa pour la plupart des carburants.

D'après ces mesures, la vitesse du son augmente linéairement avec la pression (pour la plage de pression considérée), comme observés par Tat & Van Gerpen (2003).

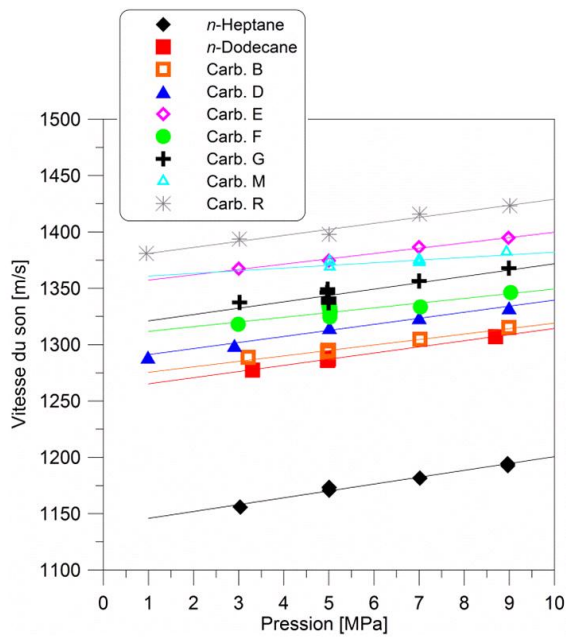


FIG.-A V-I : Évolution de la vitesse du son en fonction de la pression pour les carburants de la matrice à température ambiante

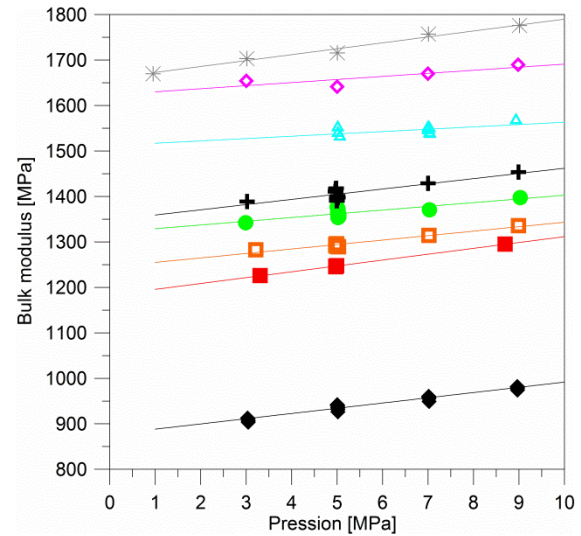


FIG.-A V-II : Evolution du bulk modulus en fonction de la pression pour les carburants de la matrice à température ambiante

Estimation du bulk modulus

Le bulk modulus B correspond à la résistance à la compressibilité des fluides : plus le bulk modulus est élevé moins le carburant est compressible. Il est exprimé en unité de pression (généralement en MPa) et défini de la façon suivante :

$$B = \rho \left(\frac{\delta P}{\delta \rho} \right) = \rho a^2 \quad \text{EQ. 7.1}$$

Où ρ est la masse volumique à la pression d'essai, δP la différence de pression (pression d'essai – pression atmosphérique), $\delta \rho$ la différence de densité (densité à la pression d'essai – densité à la pression atmosphérique) et a la vitesse du son.

A partir des mesures de la vitesse du son (en fonction de la pression) et de la densité (à pression atmosphérique), les évolutions du bulk modulus pour les carburants de matrice sont calculées et tracées sur la FIG.-A V-II.

Le bulk modulus augmente linéairement avec la pression ce qui est en accord avec Tat & Van Gerpen (2003). On constate de grandes différences entre les carburants : il y a pratiquement le double entre le *n*-Heptane et le carb. « R »

Estimation de l'évolution de la masse volumique en fonction de la température

Afin de prendre en compte l'évolution de la masse volumique en fonction de la température, une corrélation simple a été formulée par Riazi et Daubert en 1980 (Riazi, 2007). Cette corrélation (EQ.-A V-I) ne nécessite que la masse volumique à 15°C et permet d'estimer son évolution jusqu'à 100°C avec une erreur inférieure à 2 % avec SG (*Specific Gravity*) = $\rho_{15,5^\circ C} [\text{kg/m}^3] / 1000$.

$$\rho_T = 10^3 \times [0.999 SG - 10^{-3} \times (2.34 - 1.898 SG) \times (T - 288.7)] \quad \text{EQ.-A V-I}$$

Les évolutions de la masse volumique en fonction de la température pour les carburants de la matrice sont représentées la FIG. 2.47 (a).

Estimation de l'évolution de la viscosité en fonction de la température

La corrélation formulée par Singh (Riazi, 2007) a été utilisée afin d'estimer l'évolution de la viscosité en fonction de la température (EQ.-A V-II à EQ.-A V-IV) avec une erreur inférieure à 2 % de 20 à 100°C.

$$\log_{10}(\nu) = A \left(\frac{311}{T} \right)^B - 0.8696 \quad A = \log_{10}(\nu_{38}) + 0.8696 \quad B = 0.28008 \times \log_{10}(\nu_{38}) + 1.8616$$

EQ.-A V-II

EQ.-A V-III

EQ.-A V-IV

Les évolutions de la viscosité en fonction de la température pour les carburants de la matrice sont représentées sur la FIG. 2.47 (b).

Estimation de la capacité thermique des hydrocarbures liquides en fonction de la température

La méthode développée par Lee & Kesler (Riazi, 2007), définie pour des fractions pétrolières liquides a été utilisée pour le calcul de la capacité thermique des carburants C_p en fonction de la température (EQ.-A V-V à EQ.-A V-VIII). C_p s'exprime en kJ/(kg.K) et T en kelvin.

$$C_p = A_1 + A_2 \cdot T + A_3 \cdot T^2 \quad \text{EQ.-A V-V}$$

$$A_1 = -4,90283 + (0,099319 + 0,104281 \times SG) \times K_W + \frac{4,81407 - 0,194833 \times K_W}{SG} \quad \text{EQ.-A V-VI}$$

$$A_2 = (7,53624 + 6,214610 \times K_W) \times (1,12172 - \frac{0,27634}{SG}) \times 10^{-4} \quad \text{EQ.-A V-VII}$$

$$A_3 = -(1,35652 + 1,11863 \times K_W) \times (2,9027 - \frac{0,70958}{SG}) \times 10^{-7} \quad \text{EQ.-A V-VIII}$$

Où K_W est le facteur de Watson :

$$K_W = \frac{(1,8 \times T_b)^{1/3}}{SG} \quad \text{EQ.-A V-IX}$$

Et T_b est la température d'ébullition normale en kelvin :

$$T_b = VABP - \Delta T \quad \text{EQ.-A V-X}$$

$$VABP = \frac{T_{10} + T_{30} + T_{50} + T_{70} + T_{90}}{5} \quad \text{EQ.-A V-XI}$$

$$\ln(\Delta T) = -1,53181 - 0,0128 \times (VABP - 273,15)^{0,6667} + 3,646064 \times SL^{0,333} \quad \text{EQ.-A V-XII}$$

$$SL = \frac{T_{90} - T_{10}}{80} \quad \text{EQ.-A V-XIII}$$

$VABP$ est le point d'ébullition moyen (*Volume Average Boiling Point*), T_x la température pour x % distillé et SL la pente de la caractéristique de distillation.

Les évolutions de la capacité thermique moyenne en fonction de la température pour les carburants de la matrice sont représentées sur la FIG.-A V-III (a).

Estimation de la chaleur latente de vaporisation des hydrocarbures en fonction de la température

La corrélation (EQ.-A V-XIV) proposée par Riedel [Riazi, 2007] pour des fractions pétrolières a été utilisée pour la prédiction de la chaleur latente à la température d'ébullition normale. L'unité de ΔH dépend des unités de R et T_C .

$$\Delta H_{nbp}^{vap} = 1,093 \times R \times T_C \times T_{br} \times \frac{\ln(P_c) - 1,013}{0,93 - T_{br}} \quad \text{EQ.-A V-XIV}$$

T_c et P_c sont respectivement la température et la pression critiques, qui peuvent être calculées par les formules suivantes, référencées sous le nom de la méthode Riazi-Daubert [Riazi, 2007], pour des hydrocarbures dans la gamme C₅-C₂₀ (masse molaire entre 70 et 300) :

$$T_C = 9,5233 \times \exp(-9,314 \cdot 10^{-4} \times T_b - 0,54444 \times SG + 6,4791 \cdot 10^{-4} \times T_b \times SG) \times T_b^{0,81067} \times SG^{0,53691} \quad \text{EQ.-A V-XV}$$

$$P_C = 3,1958 \cdot 10^5 \times \exp(-8,505 \cdot 10^{-3} \times T_b - 4,8014 \times SG + 5,749 \cdot 10^{-3} \times T_b \times SG) \times T_b^{-0,4844} \times SG^{4,0846} \quad \text{EQ.-A V-XVI}$$

Et T_{br} , la température d'ébullition réduite :

$$T_{br} = T_b / T_C \quad \text{EQ.-A V-XVII}$$

La relation de Watson peut désormais être utilisée pour calculer la chaleur latente à la température désirée :

$$\Delta H^{vap} = \Delta H_{nbp}^{vap} \left(\frac{1 - T_r}{1 - T_{br}} \right)^{0,38} \quad \text{EQ.-A V-XVIII}$$

Avec T_r , la température réduite.

Les évolutions de la chaleur latente de vaporisation moyenne en fonction de la température pour les carburants de la matrice sont représentées sur la FIG.-A V-III (b).

Estimation de la pression de vapeur saturante des hydrocarbures en fonction de la température

La pression de vapeur saturante peut être calculée par itération par la corrélation de Maxwell & Bonnell [Riazi, 2007] pour des fractions pétrolières.

Pour $Q > 0,0022$:

$$\log_{10} P_v = \frac{3000,538 \cdot Q - 6,761560}{43 \cdot Q - 0,987672} \quad \text{EQ.-A V-XIX}$$

Pour $0,0013 \leq Q \leq 0,0022$:

$$\log_{10} P_v = \frac{2663,129 \cdot Q - 5,994296}{95,76 \cdot Q - 0,972546} \quad \text{EQ.-A V-XX}$$

Pour $Q < 0,0013$:

$$\log_{10} P_v = \frac{2770,085 \cdot Q - 6,412631}{36 \cdot Q - 0,989679} \quad \text{EQ.-A V-XXI}$$

Le paramètre Q se définit comme :

$$Q = \frac{\frac{T'_b}{T} - 0,00051606 \cdot T'_b}{748,1 - 0,3861 \cdot T'_b} \quad \text{EQ.-A V-XXII}$$

Où T'_b peut être calculé par les relations suivantes :

$$T'_b = T_b - \Delta T_b \quad \text{EQ.-A V-XXIII}$$

$$\Delta T_b = 1,3889 \cdot F (K_w - 12) \log_{10} \frac{P^{vap}}{760} \quad \text{EQ.-A V-XXIV}$$

$$F = 0 \quad (T_b < 367 \text{ K})$$

$$F = -3,2985 + 0,009 \cdot T_b \quad (T_b > 367 \text{ K}) \quad \text{EQ.-A V-XXV}$$

P^{vap} en mmHg (= bar x 750) ;

T la température à laquelle la pression de vapeur est désirée en K ;

T'_b le point d'ébullition corrigé en K ;

F le facteur de correction ;

La première itération est effectuée en posant $T'_b = T_b$.

Les évolutions de la pression de vapeur saturante moyenne en fonction de la température pour les carburants de la matrice sont représentées sur la FIG.-A V-III (c).

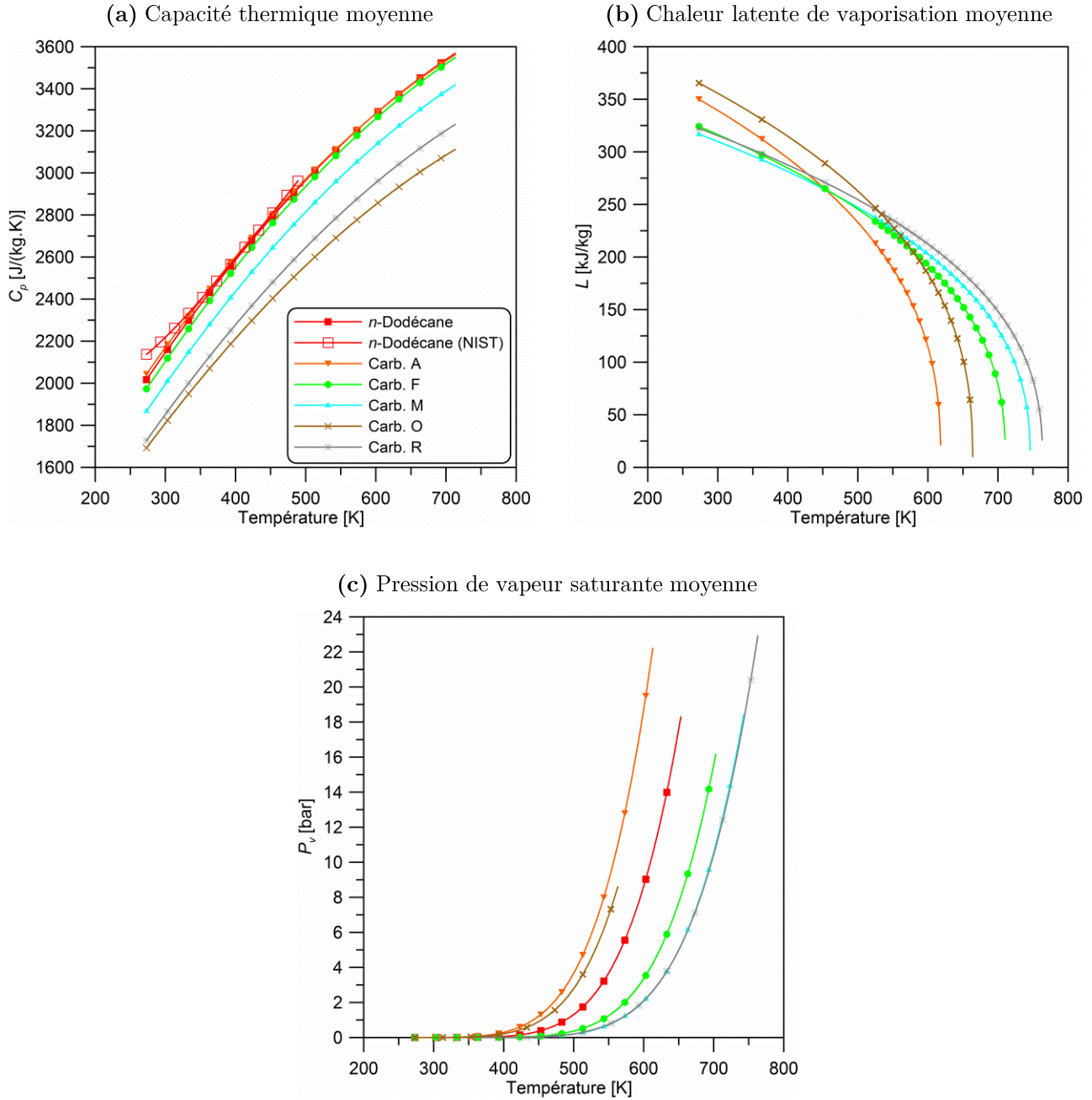


FIG.-A V-III : Évolutions moyennes de la capacité thermique (a), de la chaleur latente de vaporisation (b) et de la pression de vapeur saturante (c) en fonction de la température pour quelques carburants de la matrice

ANNEXE VI

Notions sur les pertes de charge dans les conduites

Il existe deux types de perte de charge :

- Les pertes de charge linéaires liées au frottement visqueux du fluide avec lui-même et les parois qui l'entourent.
- Les pertes de charge singulières engendrées par les obstacles (coudes, changements de section, ...) que le fluide rencontre.

Il semble important de préciser que ces notions s'appliquent à des écoulements incompressibles, ce qui n'est pas forcément représentatif de l'état du fluide dans les injecteurs Diesel.

Pertes de charge linéaires

Ainsi que les expériences le montrent, dans beaucoup de cas, les pertes de charge linéaires ΔP_l en régime établi sont à peu près proportionnelles au carré de la vitesse, à la densité du fluide, au rapport longueur sur diamètre de l'orifice et d'un coefficient de frottement f :

$$\Delta P_l = f \frac{L}{D_0} \frac{1}{2} \rho V^2 \quad \begin{array}{l} \text{EQ.-A} \\ \text{VI-I} \end{array}$$

En remplaçant le terme de vitesse par son expression théorique dans le cas d'un orifice d'injecteur (EQ. 2.5), il vient :

$$\Delta P_l = f \frac{L}{D_0} \Delta P \quad \begin{array}{l} \text{EQ.-A} \\ \text{VI-II} \end{array}$$

Les pertes de charge linéaires ne sont donc pas, a priori, directement proportionnelles à la densité du fluide pour une différence de pression ΔP fixée aux bornes de l'orifice. Cependant, il n'est pas exclu que la masse volumique du fluide puisse intervenir sur le coefficient de frottement f . La détermination de celui-ci est principalement du domaine de l'expérience et peut être calculé par des corrélations empiriques définies pour les différents régimes d'écoulement.

En régime laminaire ($Re < 2000$), le coefficient de frottement chute linéairement avec le nombre de Reynolds et suit la loi de Poiseuille :

$$f = \frac{64}{Re} \quad \text{EQ.-A VI-III}$$

En régime turbulent ($Re > 3000$), le coefficient de frottement diminue progressivement avec le nombre de Reynolds jusqu'à atteindre une asymptote. Il dépend en outre de la rugosité ε de la conduite et de son diamètre hydraulique d . Le coefficient de frottement est communément calculé à partir de l'équation de Colebrook :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2.0 \log \left(\frac{\varepsilon/d}{3.7} + \frac{2.51}{Re \sqrt{f}} \right) \quad \text{EQ.-A VI-IV}$$

Dont la première itération est :

$$f = 0.25 \left[\log \left(\frac{\varepsilon/d}{3.7} + \frac{5.74}{Re^{0.9}} \right) \right]^{-2} \quad \text{EQ.-A VI-V}$$

En régime transitoire, dans la plupart des cas, le coefficient de frottement augmente du régime laminaire au régime turbulent.

Ces coefficients de frottement pour les différents régimes d'écoulement sont aussi appelés les coefficients de frottement de Darcy-Weisbach et ont été regroupés par Moody dans le graphique suivant :

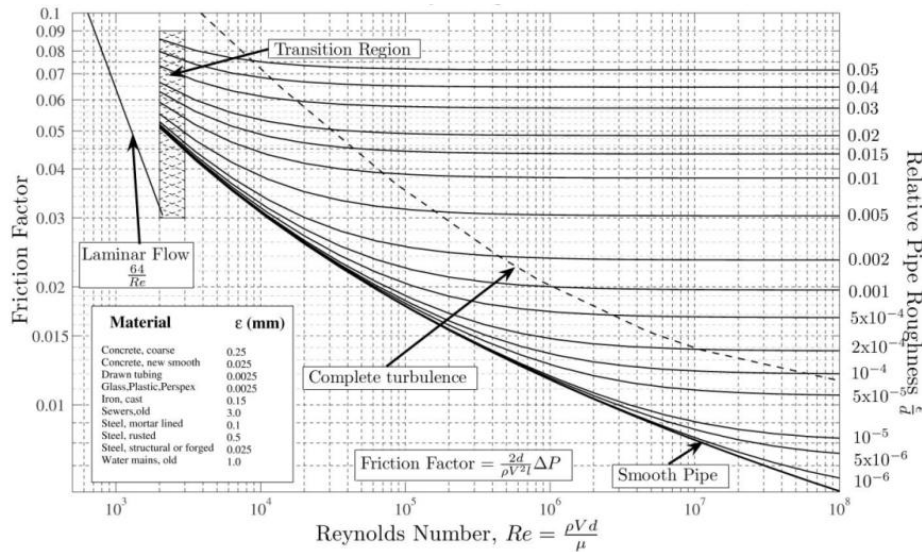


FIG.-A VI-I : Diagramme de Moody : coefficient de friction en fonction du nombre de Reynolds pour des écoulements complètement développés dans des conduites circulaires

Pertes de charge singulières

Les pertes de charge singulières ΔP_s en régime établi sont aussi à peu près proportionnelles au carré de la vitesse, à la densité du fluide, et d'un coefficient de pertes de charge singulières k .

$$\Delta P_s = k \frac{\rho V^2}{2} \quad \text{EQ.-A VI-VI}$$

De même, en remplaçant la vitesse par son expression théorique, il vient :

$$\Delta P_s = k \cdot \Delta P \quad \text{EQ.-A VI-VII}$$

Le coefficient de pertes de charge singulières est très difficile à connaître avec suffisamment de précision. Des valeurs approximatives sont données pour les obstacles les plus courants. Pour une réduction progressive (conicité de l'orifice), $k = 0,05$ et pour une réduction brusque (passage du micro-sac à l'orifice) il se calcule de la façon suivante :

$$k = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{S1}{S2} \right) \quad \text{EQ.-A VI-VIII}$$

Où $S1$ est la grande section (le sac), $S2$ la petite (entrée de l'orifice).

A priori, les pertes de charge singulières ne semblent pas être dépendantes des propriétés des carburants.

Développement de la couche limite hydraulique

A l'entrée des conduits, le profil de vitesse de l'écoulement nécessite une certaine longueur caractéristique pour se développer. Cette longueur est appelée la région d'entrée L_E . Le phénomène est illustré sur la figure FIG.-A VI-II. A l'entrée de l'orifice, l'écoulement est en développement en raison des effets de cisaillements près de la paroi et de l'accélération loin de la paroi, caractérisé par une zone non-visqueuse. Sur le graphique de la FIG.-A VI-II, on s'aperçoit qu'il y a superposition des pertes de charge singulières et linéaires de long de la région d'entrée.

Pour un écoulement turbulent, la région d'entrée peut être calculée approximativement à partir de la relation empirique suivante [White, 1994] :

$$\frac{L_E}{D} \cong 4.4 Re^{1/6} \quad \text{EQ.-A VI-IX}$$

Pour un nombre de Reynolds de 3000 (limite basse turbulent lors de nos expériences) la longueur pour obtenir un profil entièrement développé est de 1560 μm , ce qui est deux fois plus long que la longueur de notre orifice. L'écoulement n'a donc pas le temps de s'établir complètement dans

l'orifice. Sur le graphe de la FIG.-A VI-II, on peut déduire que si la longueur de l'orifice est plus courte que la région d'entrée, la chute de pression engendrée par les pertes de charge est plus faible qu'en écoulement établi. Il semblerait donc qu'augmenter le nombre de Reynolds permettrait de réduire les pertes de charge par diminution de la région d'entrée. Cela pourrait expliquer en partie le fait que le coefficient de décharge augmente avec la pression d'injection.

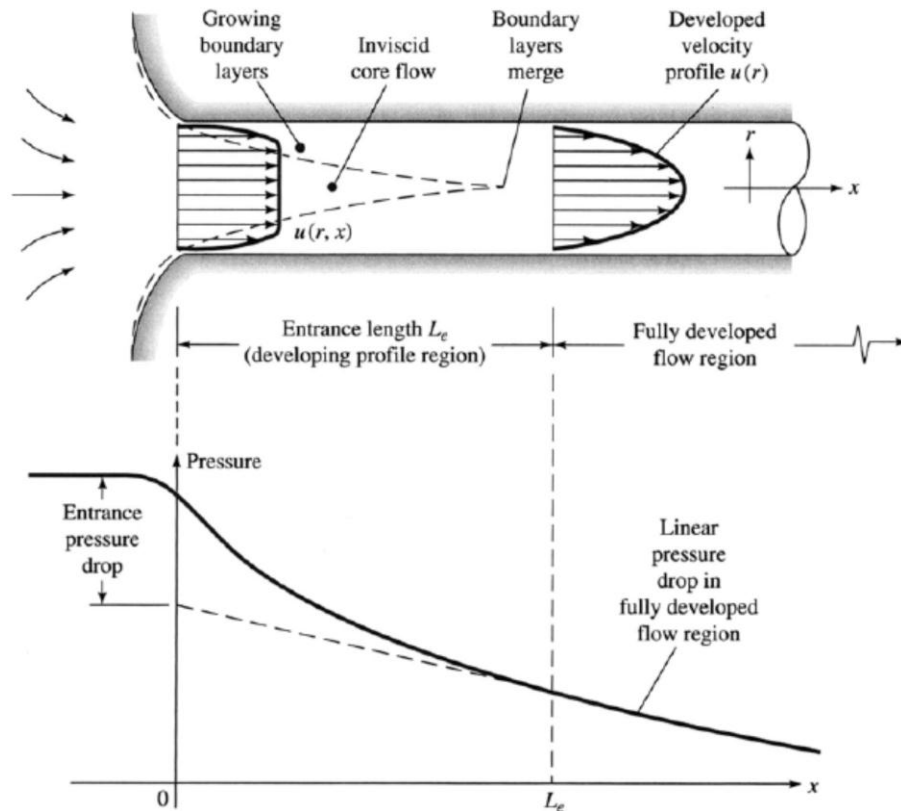


FIG.-A VI-II : Développement de la couche limite hydraulique à l'entrée d'un orifice

BIBLIOGRAPHIE

- Alfuso, S., Alloca, L., Caputo, G., Corcione, F. E., Montanaro, A., & Valentino, G. (2005). Experimental Investigation of a Spray from a Multi-jet Common Rail Injection System for Small Engines. *SAE Paper 2005-24-090*.
- Allocca, L., Mancaruso, E., Montanaro, A., Vaglieco, B. M., & Vassallo, A. (2009). Renewable Biodiesel/Reference Diesel Fuel Mixtures Distribution in Non-Evaporating and Evaporating Conditions for Diesel Engines. *SAE Paper 2009-24-0054*.
- Arai, M., Tabata, M., Hiroyasu, H., & Shimizu, M. (1984). Disintegrating Process and Spray Characterization of Fuel Jet Injected by a Diesel Nozzle. *SAE Paper 840275*, 1-14.
- Arcoumanis, C., Bae, C., Crookes, R., & Kinoshita, E. (2008). The potential of di-methyl ether (DME) as an alternative fuel for compression-ignition engines: A review. *Fuel*, 87, 1014-1030.
- Arcoumanis, C., Flora, H., Gavaises, M., & Badami, M. (2000). Cavitation in Real-Size Multi-Hole Diesel Injector Nozzles. *SAE Paper 2000-01-1249*.
- Arcoumanis, C., Gavaises, M., Nouri, J. M., Abdul-Wahab, E., & Horrocks, R. W. (1998). Analysis of the Flow in the Nozzle of a Vertical Multi-Hole Diesel Engine Injector. *SAE Paper 980801*.
- Azimov, U., & Kim, K. (2008). Visualization of Gas-to-Liquid (GTL) Fuel Liquid Length and Soot Formation in the Constant Volume Combustion Chamber. *Journal of Thermal Science and Technology*, 3(3), 461-473.
- Babinsky, E., & Sojka, P. (2002). Modelling drop size distributions. *Progress in Energy and Combustion Science*, 28, 303-329.
- Bachalo, W. D. (2000). Spray Diagnostics for the Twenty-First Century. *Atomization and Sprays*, 10, 439-474.
- Badock, C., Wirth, R., Fath, A., & Leipertz, A. (1999). Investigation of cavitation on real size diesel injection nozzles. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 20, 538-544.
- Baik, S., Blanchard, J. P., & Corradini, M. L. (2003). Development of Micro-Diesel Injector Diesel Nozzles via Microelectromechanical Systems Technology and Effects on Spray Characteristics. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 125, 427-434.

- Benajes, J., Pastor, J. V., Payri, R., & Plazas, A. H. (2004). Analysis of the Influence of Diesel Nozzle Geometry in the Injection Rate Characteristics. *ASME Journal of Fluids Engineering*, 126, 63-71.
- Blaisot, J. B., & Yon, J. (2005). Droplet size and morphologie characterization for dense sprays by image processing: application to the Diesel spray. *Experiments in Fluids*, 39, 977-994.
- Blessing, M., König, G., Krüger, C., Michels, U., & Schwarz, V. (2003). Analysis of Flow and Cavitation Phenomena in Diesel Injection Nozzles and its Effects on Spray and Mixture Formation. *SAE Paper 2003-01-1358*.
- Bornemann, H., Scheidt, F., & Sander, W. (2001). Thermal Decomposition of 2-Ethylhexyl Nitrate (2-EHN). *International Journal of Chemical Kinetics*, 34(1).
- Bosch, W. (1966). The Fuel Rate Indicator: A New Measuring Instrument for Display of the Characteristics of Individual Injection. *SAE Paper 660749*.
- Boudy, F., & Seers, P. (2009). Impact of physical properties of biodiesel on the injection process in a common-rail direct injection system. *Energy Conversion and Management*, 50, 2905-2912.
- Bougie, B., Tulej, M., Dreier, T., Dam, N. J., Ter Meulen, J. J., & Gerber, T. (2005). Optical diagnostics of diesel spray injections and combustion in a high-pressure high-temperature cell. *Appl. Phys. B*, 80, 1039-1045.
- Bruneaux, G. (2008). Development of Optical Diagnostics Techniques to Correlate Mixing and Auto-Ignition Processs in High Pressure Diesel Jets. *Oil & Gas Science and Technology - Rev. IFP*, 63(4), 461-477.
- Canaan, R. E., Dec, J. E., Green, R. M., & Daly, D. T. (1998). The Influence of Fuel Volatility on the Liquid-Phase Fuel Penetration in a Heavy-Duty D.I. Diesel Engine. *SAE Paper*, 1-21.
- Chaves, H., Knapp, M., Kubitzek, A., Obermeier, F., & Schneider, T. (1995). Experimental Study of Caviation in the Nozzle Hole of Diesel Injectors Using Transparent Nozzles. *SAE Paper 950290*, 199-211.
- Chi, Y., & Kim, E. (1993). Measurement of Droplet Size Distribution of Transient Diesel Spray. *SAE Paper 931949*, 1-7.
- Cho, K., Han, M., Sluder, C. S., Wagner, R. M., & Lilik, G. K. (2009). Experimental Investigation of the Effects of Fuel Characteristics on High Efficiency Clean Combustion in a Light-Duty Diesel Engine. *SAE Paper 2009-01-2669*.
- Chou, W., & Faeth, G. (1998). Temporal properties of secondary drop breakup in the bag breakup regime. *International Journal of Multiphase Flow*, 24, 889-912.

- Chou, W., Hsiang, L., & Faeth, G. (1997). Temporal properties of drop breakup in the shear breakup regime. *Int. J. Multiphase Flow*, 23, 651-669.
- Chrysosakis, C., & Assanis, D. N. (2008). A Unified Fuel Spray Breakup Model for Internal Combustion Engine Applications. *Atomization & Sprays*, 18(5), 375-426.
- Crua, C. (2002). *Combustion Processes in a Diesel Engine*. Thesis of the University of Brighton.
- Dahms, R. N., Pickett, L. M., & Oefelein, J. C. (2011). A Dense Fluid Approximation for the Simulation of Diesel Engine Fuel Injection Processes. *ILASS America, 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Ventura, CA.
- Dai, Z., & Faeth, G. (2001). Temporal properties of secondary drop breakup in the multimode breakup regime. *International Journal of Multiphase Flow*, 27, 217-236.
- Dec, J. E. (1997). A Conceptual Model of DI Diesel Combustion Based on Laser-Sheet Imaging. *SAE Paper 970873*.
- Dec, J. E., & Espey, C. (1998). Chemiluminescence Imaging of Autoignition in a DI Diesel Engine. *SAE Paper 982685*.
- Delacourt, E., Desmet, B., & Besson, B. (2005). Characterisation of very high pressure diesel sprays using digital imaging techniques. *Fuel*, 84, 859-867.
- Delfort, B., Durant, I., Jaeger-Voirol, A., Lacome, T., & Montagne, X. (2002). Oxygenated Compounds and Diesel Engine Pollutant Emissions Performances of New Generation of Products. *SAE Paper 2002-01-2852*.
- Dernotte, J., Hespel, C., Foucher, F., Houillé, S., & Mounaïm-Rousselle, C. (2012). Influence of Physical Fuel Properties on the Injection Rate in a Diesel Injector. *Fuel*, 96, 153-160.
- Desantes, J. M., Arrègle, J., Pastor, J. V., & Delage, A. (1998). Influence of the Fuel Characteristics on the Injection Process in a D.I. Diesel Engine. *SAE Paper 980802*.
- Desantes, J. M., Payri, R., Garcia, A., & Manin, J. (2009). Experimental Study of Biodiesel Blends' Effects on Diesel Injection Processes. *Energy & Fuels*, 23, 3227-3235.
- Desantes, J. M., Payri, R., Salvador, F. J., & De la Morena, J. (2010). Influence of cavitation phenomenon on primary break-up and spray behavior at stationary conditions. *Fuel*, 89, 3033-3041.
- Desantes, J. M., Payri, R., Salvador, F. J., & Gil, A. (2006). Development and validation of a theoretical model for diesel spray penetration. *Fuel*, 85, 910-917.
- Desantes, J., Pastor, J., Pastor, J., & Julia, J. (2005). Limitations on the use of the planar laser induced exciplex fluorescence technique in diesel sprays. *Fuel*, 84, 2301-2315.

- Desantes, J., Payri, R., Garcia, J., & Salvador, F. (2007). A contribution to the understanding of isothermal diesel spray dynamics. *Fuel*, 86, 1091-1101.
- Deshmukh, D., Madan Mohan, A., & Ravikrishna, R. V. (2011). Spray Characterization of Pongamia Pure Plant Oil in a High Pressure Chamber. *ILASS - Europe 2011, 24th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Estoril, Portugal.
- Devillers, R., Bruneaux, G., & Schulz, C. (2009). Investigation of toluene LIF at high pressure and high temperature in on optical engine. *Applied Physics B*, 96, 735-739.
- Dumouchel, C. (2006). A New Formulation of the Maximum Entropy Formalism to Model Liquid Spray Drop-Size Distribution. *Part. Part. Syst. Charact.*, 23, 468-479.
- Dumouchel, C. (2008). On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams. *Experiments in Fluids*, 45, 371-422.
- Dumouchel, C., Grout, S., Leroux, B., & Paubel, X. (2010). Experimental Determination of Liquid-Spray Drop Morphology Qualitative Information from Laser-Diffraction Measurements. *Part. Part. Syst. Charact.*, 27, 76-88.
- Dumouchel, C., Sindayihebura, D., & Bolle, L. (2003). Application of the Maximum Entropy Formalism on Sprays Produced by Ultrasonic Atomizers. *Part. Part. Syst. Charact.*, 20, 150-161.
- Dumouchel, C., Yongyingsakthavorn, P., & Cousin, J. (2009). Light multiple scattering correction of laser-diffraction spray drop-size distribution measurements. *International Journal of Multiphase Flow*, 35, 277-287.
- Elkottb, M. M. (1982). Fuel Atomization for Spray Modelling. *Prog. Energy Combustion Sci.*, 8, 61-91.
- Espey, C., & Dec, J. E. (1995). The Effect of TDC Temperature and Density on the Liquid-Phase Fuel Penetration in a D.I. Diesel Engine. *SAE Paper 952456*, 1-17.
- Faeth, G. M. (1996). Spray Combustion Phenomena. *Twenty-Sixth Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, (pp. 1593-1612).
- Faeth, G. M., Hsiang, L. P., & Wu, P. K. (1995). Structure and Breakup Properties of Sprays. *Int. J. Multiphase Flow*, 21, 99-127.
- Faust, S., Dreier, T., & Schulz, C. (2011). Temperature and bath gas composition dependence of effective fluorescence lifetimes of toluene excited at 266 nm. *Chemical Physics*, xxx, xxx-xxx.

- Fischer, B. T., Knothe, G., & Mueller, C. J. (2010). Liquid-Phase Penetration under Unsteady In-Cylinder Conditions: Soy- and Cuphea-Derived Biodiesel Fuels Versus Conventional Diesel. *Energy & Fuels*, 24, 5163-5180.
- Flynn, P. F., Durrett, R. P., Hunter, G. L., Loye, A. O., Akinyemi, O. C., Dec, J. E., & Westbrook, C. K. (1999). Diesel Combustion: An Integrated View Combining Laser Diagnostics, Chemical Kinetics, And Empirical Validation. *SAE Paper 1999-01-0509*.
- Gavaises, M., & Andriotis, A. (2006). Cavitation Inside Multi-hole Injectors for Large Diesel Engines and Its Effects on the Near-nozzle Spray Structures . *SAE Paper 2006-01-1114*.
- Gavaises, M., Andriotis, A., Papoulias, D., Mitroglou, N., & Theodorakakos, A. (2009). Characterization of string cavitation in large-scale Diesel nozzles with tapered holes. *Physics of Fluids*, 21.
- Genzale, C. L., Pickett, L. M., & Kook, S. (2010). Liquid Penetration of Diesel and Biodiesel Sprays at Late-Cycle Post-Injection Conditions. *SAE Paper 2010-01-0610*, 1-25.
- Giannadakis, E., Gavaises, M., & Theodorakakos, A. (2009). The Influence of Variable Fuel Properties in High-Pressure Diesel Injectors. *SAE Paper 2009-01-0832*.
- Giannadakis, E., Papoulias, D., Gavaises, M., Arcoumanis, C., Soteriou, C., & Tang, W. (2007). Evaluation of the Predictive Capability of Diesel Nozzle Cavitation Models. *SAE Paper 2007-01-0245*.
- Giansetti, P., & Colin, G. (2006). *Analyse de la combustion - Manuel d'utilisation*.
- Glassman, I. (1988). Soot Formation in Combustion Processes. *Proc. Combust. Inst*, 22, 295-311.
- Grimaldi, C., & Postrioti, L. (2000). Experimental Comparison Between Conventional and Bio-derived Fuels Sprays from a Common Rail Injection System. *SAE Paper 2000-01-1252*, 1-13.
- Grout, S. (2009). *Analyse multi-échelle des processus d'atomisation et des sprays. Application aux injecteurs triple disque*. Thèse de l'Université de Rouen.
- Guibet, J. C. (1997). *Carburants et Moteurs*. Paris: Technip.
- Han, Z., Ulodogan, A., Hampson, G. J., & Reitz, R. D. (1996). Mechanics of Soot and NOx Emission Reduction Using a Multiple-Injection in a Diesel Engine. *SAE Paper 960633*.
- Hespel, C., Blaisot, J. B., Margot, X., Patouna, S., Cessou, & Lecordier, B. (2010). Influence of Nozzle Geometry on Spray Shape, Particle Size, Spray Velocity and Air Entrainment of High Pressure Diesel Spray. *THIESEL 2010 Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*.
- Heywood, J. B. (1988). *Internal Combustion Engine Fundamentals*. New York: McGraw-Hill.

- Higgins, B. S., Mueller, C. J., & Siebers, D. L. (1999). Measurements of Fuel Effects on Liquid-Phase Penetration in DI Sprays. *SAE Paper 1999-01-0519*, 1-14.
- Higgins, B., & Siebers, D. (2001). Measurement of the Flame Lift-Off Location on DI Diesel Sprays Using OH Chemiluminescence. *SAE Paper 2001-01-0918*, 1-15.
- Hiroyasu, H. (2000). Spray breakup mechanism from the hole-type nozzle and its application. *Atomization & Spray*, 10, 511-527.
- Hiroyasu, H., & Arai, M. (1990). Structures of Fuel Sprays in Diesel Engines. *SAE Paper 900475*, 1-13.
- Hiroyasu, H., Arai, M., & Tabata, M. (1989). Empirical Equations for the Sauter Mean Diameter of a Diesel Spray. *SAE Paper 890464*, 97-106.
- Ito, T., Kitamura, T., Ueda, M., Matsumoto, T., Senda, J., & Fujimoto, H. (2003). Effects of Flame Lift-Off and Flame Temperature on Soot Formation in Oxygenated Fuel Sprays. *SAE Paper 2003-01-0073*.
- Jaine, T. (2004). *Simulation zérodimensionnelle de la combustion dans un moteur Diesel à injection directe*. Université d'Orléans (France): Thèse de doctorat.
- Jiang, X., Siamas, G., Jagus, K., & Karayiannis, T. (2010). Physical modelling and advanced simulations of gas-liquid two-phase jet flows in atomization and sprays. *Progress in Energy and Combustion Science*, 36, 131-167.
- Kim, M. Y., Bang, S. H., & Lee, C. S. (2007). Experimental Investigation of Spray and Combustion Characteristics of Dimethyl Ether in a Common-Rail Diesel Engine. *Energy & Fuels*, 21(2), 793-800.
- Kim, M. Y., Yoon, S. H., Ryu, B. W., & Lee, C. S. (2008). Combustion and emission characteristics of DME as an alternative fuel for compression ignition engines with a high pressure injection system. *Fuel*, 87, 2779-2786.
- Kippax, P. (2005). Issues in the Appraisal of Laser Diffraction Particle Sizing Techniques. *Pharmaceutical Technology*.
- Kitamura, T., Ito, T., Senda, J., & Fujimoto, H. (2002). Mechanism of smokeless diesel combustion with oxygenated fuels based on the dependence of the equivalence ratio and temperature on soot particle formation. *Int. J. Engine Res.*, 3(233).
- Kitano, K., Sakata, I., & Clark, R. (2005). Effects of GTL Fuel Properties on DI Diesel Combustion. *SAE Paper 2005-01-3763*.

- Koban, W., Koch, J., Hanson, R., & Schulz, C. (2004). Absorption and fluorescence of toluene vapor at elevated temperatures. *Phys. Chem. hem. Phys.*, 6, 2940-2945.
- Kono, N., Shimazaki, N., Morinaga, M., Sakurai, Y., Shiozaki, T., & Shibata, Y. (2002). Novel Analysis Approach for Better Understanding of Fuel and Engine Effects on Diesel Exhaust Emission - JCAP Combustion Analysis Working Group Report Part II. *SAE Paper 2002-01-2825*.
- Kook, S., & Pickett, L. M. (2009). Effect of Fuel Volatility and Ignition Quality on Combustion and Soot Formation at Fixed Premixed Conditions. *SAE Paper 2009-01-2643*.
- Kook, S., & Pickett, L. M. (2012). Liquid length and vapor penetration of conventional, Fischer-Tropsch, coal-derived, and surrogate fuel sprays at high-temperature and high pressure ambient conditions. *Fuel*, 93, 539-548.
- Kumar, S., Stanton, D. W., Fang, H., Gustafson, R. J., Frazier, T. R., Bunting, B. G., . . . Wolf, L. R. (2009). The Effect of Diesel Fuel Properties on Engine-out Emissions and Fuel Efficiency at Mid-Load Conditions. *SAE Paper 2009-01-2697*.
- Kyriakides, N., Chryssakis, C., & Kaiktsis, L. (2009). Influence of Heavy Fuel Properties on Spray Atomization for Marine Diesel Engine Applications. *SAE Paper 2009-01-1858*.
- Lecompte, M., & Dumouchel, C. (2008). On the Capability of the Generalized Gamma Function to Represent Spray Drop-Size Distribution. *Part. Part. Syst. Charact.*, 25, 154-167.
- Lee, C. S., & Reitz, R. D. (2001). Effect of Liquid Properties on the Breakup Mechanism of High-Speed Liquid Drops. *Atomization and Sprays*, 11, 1-19.
- Lefebvre, A. H. (1989). *Atomization and Sprays*. Hemisphere Publishing Corporation.
- Li, X., Wang, G., Zhang, M., & Shyy, W. (2008). Structures of supercavitating multiphase flows. *Int. J. Thermal Sci*, 47, 1263-1275.
- Lichtarowicz, A., & Pearce, I. D. (1974). Cavitation and Aeration Effects in Long Orifices. (L. Mech. Eng. Publ. Ltd., Éd.) *Cavitation, Proc. of Fluid Machinery Group of Inst. of Mech. Engineers*, 437.
- Luijten, C. C., & Kurvers, C. (2010). Real gas effects in mixing-limited diesel spray vaporization models. *Atomization and Sprays*, 20(7), 595-609.
- Macian, V., Payri, R., Garcia, A., & Bardi, M. (2011). Experimental Evaluation of the Best Approach for Diesel Spray Images Segmentation. *Experimental Techniques, Society for Experimental Mechanics*, 1-9.

- Maly, R. R., Shaefer, V., Hass, H., Cahill, G. F., Rouveirolles, P., Roj, A., . . . Kashdan, J. (2007). Optimum Diesel Fuel for the Future Clean Diesel Engines. *SAE Paper 2007-01-0035*.
- Mansurov, Z. A. (2005). Soot Formation in Combustion Processes (Review). *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 41(6), 727-744.
- Martinez, L., Benkenida, A., & Cuenot, B. (2010). A model for the injection boundary conditions in the context of 3D simulation of Diesel spray: Methodology and validation. *Fuel*, 89, 219-228.
- Matsuoka, H., Yamashita, H., Hayashi, T., & Kitano, K. (2009). Effects of Fuel Properties on Diesel Spray Behavior under High Temperature and High Pressure Conditions. *SAE Paper 2009-01-0834*.
- Mauger, C., Méès, L., Valette, S., & Michard, M. (2011). Etude d'un écoulement de canal cavitant par plusieurs techniques optiques. *14ème Congrès Français de Visualisation et de Traitement d'Images en Mécanique des Fluides*. Lille.
- Miwa, K., Mohammadi, A., & Kidoguchi, Y. (2001). A Study on Thermal Decomposition of Fuels and NOx Formation in Diesel Combustion Using a Total Gas Sampling Technique. *Int. J. of Engine Research*, 2(3), 189-198.
- Miyamoto, N., Ogawa, H., Nurun, N., Obata, K., & Arima, T. (1998). Smokeless, Low NOx, High Thermal Efficiency, and Low Noise Diesel Combustion with Oxygenated Agents as Main Fuel. *SAE Paper 980506*.
- Mueller, C. J., & Martin, G. C. (2002). Effects of Oxygenated Compounds on Combustion and Soot Evolution in a DI Diesel Engine: Broadband Natural Luminosity Imaging. *SAE Paper 2002-01-1631*.
- Mueller, C. J., Boehman, A. L., & Martin, G. C. (2009). An Experimental Investigation of the Origin of Increased NOx Emissions when Fueling a Heavy-Duty Compression-Ignition Engine with Soy Biodiesel. *SAE Paper 2009-01-1792*.
- Mueller, C. J., Pitz, W. J., Pickett, L. M., Martin, G. C., Siebers, D. L., & Westbrook, C. K. (2003). Effects of Oxygenates on Soot Processes in DI Diesel Engines: Experiments and Numerical Simulations. *SAE Paper 2003-01-1791*.
- Musculus, M. B., & Kattke, K. (2009). Entrainment waves in Diesel Jets. *SAE Paper 2009-01-1355*.
- Musculus, M. P. (2003). Effects of the In-Cylinder Environment on Diffusion Flame Lift-Off in a DI Diesel Engine. *SAE Paper 2003-01-0074*, 1-24.
- Musculus, M. P., Dec, J. E., & Tree, D. R. (2002). Effects of Fuel Parameters and Diffusion Flame Lift-Off on Soot Formation in a Heavy-Duty DI Diesel Engine. *SAE Paper 2002-01-0889*.

- Naber, J. D., & Siebers, D. L. (1996). Effects of Gas Density and Vaporization on Penetration and Dispersion of Diesel Sprays. *SAE Paper 960034*, 59-88.
- Natarajan, M., Frame, E., Naegeli, D. W., Asmus, T., Clark, W., Garbak, J., . . . Wallace, J. P. (2001). Oxygenated for Advanced Petroleum-Based Diesel Fuels: Part 1. Screening and Selection Methodology for the Oxygenated. *SAE Paper 2001-01-3631*.
- Nishiumi, R., Yasuda, A., Tsukasaki, Y., & Tanaka, T. (2004). Effects of Cetane Number and Distillation Characteristics of Paraffinic Diesel Fuels on PM Emission from a DI Diesel Combustion. *SAE Paper 2004-01-2960*.
- NIST. (s.d.). *Chemistry WebBook*. Consulté le 2011, sur <http://webbook.nist.gov/chemistry/name-ser.html>
- No, S. Y. (2011). How vegetable oils and their derivatives affect spray characteristics in CI engines - A review. *Atomization and Sprays*, 21(1), 87-105.
- Nouri, J. M., Mitroglou, N., Yan, Y., & Arcoumanis, C. (2007). Internal Flow and Cavitation in a Multi-Hole Injector for Gasoline Direct-Injection Engines. *SAE Paper 2007-01-1405*.
- Oefelein, J., Dahms, R., & Lacaze, G. (2012). Detailed Modeling and Simulation of High-Pressure Fuel Injection Processes in Diesel Engines. *SAE Paper 2012-01-1258*.
- Otsu, N. (1979). A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms. *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics*, 9, 62-66.
- Park, S. H., Kim, H. J., Suh, H. K., & Lee, C. S. (2009). A study on the fuel injection and atomization characteristics of soybean oil methyl ester (SME). *Int. J. Heat Fluid Flow*, 30, 108-116.
- Park, S., Suh, H., & Lee, C. (2008). Effect of cavitating flow on the flow and fuel atomization characteristics of biodiesel and Diesel fuels. *Energy & Fuels*, 22, 605-613.
- Parker, T., Jepsen, E., & McCann, H. (1998). Measurements and Error Analysis of Droplet Size in Optically Thick Diesel Sprays. *Twenty-Seventh Symposium (International) on Combustion/The Combustion Institute*, 1881-1888.
- Pastor, J. V., Arrègle, J., & Palomares, A. (2001). Diesel spray image segmentation with a likelihood ratio test. *Applied Optics*, 40(17), 2876-2885.
- Pastor, J. V., Arrègle, J., Garcia, J. M., & Daniel Zapata, L. (2007). Segmentation of diesel spray images with log-likelihood ratio test algorithm for non-Gaussian distributions. *Applied Optics*, 46(6), 888-899.

- Pastor, J. V., Garcia-Oliver, J. M., Nerva, J. G., & Gimenez, B. (2011). Fuel effect on the liquid-phase penetration of an evaporating spray under transient diesel-like conditions. *Fuel*, 90, 3369-3381.
- Pastor, J. V., Garcia-Oliver, J. M., Pastor, J. M., & Ramirez-Hernandez, J. G. (2011). Ignition and combustion development for high speed direct injection diesel engines under low temperature cold start conditions. *Fuel*, 90, 1556-1566.
- Paton, J. M., & Schaschke, C. J. (2009). Viscosity measurement of biodiesel at high pressure with a falling sinker viscometer. *Chemical Engineering Research and Design*, xxx, xxx-xxx.
- Payri, F., Bermudez, V., Payri, R., & Salvador, F. (2004). The influence of cavitation on the internal flow and the spray characteristics in diesel injection nozzles. *Fuel*, 83, 419-431.
- Payri, F., Garcia, J. M., Salvador, F., & Gimeno, J. (2007). Influence of Nozzle Geometry on Spray Characteristics in Non-Evaporating and Evaporating Conditions. *SAE Paper 2007-24-0023*.
- Payri, R., Climent, H., Salvador, F., & Favennec, A. (2004). Diesel injection system modelling. Methodology and application for a first-generation common rail system. *Proc. Instn Mech. Engrs Part D: J. Automobile Engineering*, 218, 81-91.
- Payri, R., Garcia, A., Domenech, V., Durett, R., & Plazas, A. H. (2012). An experimental study of gasoline effects on injection rate, momentum flux and spray characteristics using a common rail diesel injection system. *Fuel*.
- Payri, R., Garcia, J., Salvador, F., & Gimeno, J. (2005). Using spray momentum flux measurements to understand the influence of diesel nozzle geometry on spray characteristics. *Fuel*, 84, 551-561.
- Payri, R., Salvador, F. J., Gimeno, J., & Bracho, G. (2008). A new methodology for correcting the signal cumulative phenomenon on injection rate measurements. *Experimental Techniques*, 46-49.
- Payri, R., Salvador, F. J., Gimeno, J., & Bracho, G. (2008). Effect of fuel properties on diesel spray development in extreme cold conditions. *Proc. IMechE Part D: J. Automobile Engineering*, 222, 1743-1753.
- Payri, R., Salvador, F. J., Gimeno, J., & De la Morena, J. (2011). Influence of injector technology on injection and combustion development - Part 2: Combustion analysis. *Applied Energy*, 88, 1130-1139.

- Payri, R., Salvador, F. J., Gimeno, J., & Morena, J. (2009). Study of cavitation phenomena based on a technique for visualizing bubbles in a liquid pressurized chamber. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30, 768-777.
- Payri, R., Salvador, F. J., Gimeno, J., & Novella, R. (2010). Flow regime effects on non-cavitating injection nozzles over spray behavior. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 32, 273-284.
- Payri, R., Salvador, F. J., Gimeno, J., & Venegas, O. (2012). Study of cavitation phenomenon using different fuels in a transparent nozzle by hydraulic characterization and visualization. *Experimental Thermal and Fluid Science*.
- Petersen, B. R., Ekoto, I. W., & Miles, P. C. (2010). An Investigation into the Effects of Fuel Properties and Engine Load on UHC and CO Emissions from a Light-Duty Optical Diesel Engine Operating in a Partially Premixed Combustion Regime. *SAE Paper 2010-01-1470*, 1-24.
- Pickett, L. M., & Siebers, D. L. (2003). Fuel Effects on Soot Processes of Fuel Jets at DI Diesel Conditions. *SAE Paper 2003-01-3080*, 1-23.
- Pickett, L. M., & Siebers, D. L. (2006). Soot formation in diesel fuel jets near the lift-off length. *Int. J. Engine Res.*, 7.
- Pickett, L. M., Genzale, C. L., Manin, J., Malbec, L.-M., & Hermant, L. (May 2011). Measurement Uncertainty of Liquid Penetration in Evaporating Diesel Sprays. *ILASS America, 23rd Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Ventura, CA.
- Pickett, L. M., Kook, S., & Williams, T. C. (2009). Visualization of Diesel Spray Penetration, Cool-Flame, Ignition, High-Temperature Combustion, and Soot Formation Using High-Speed Imaging. *SAE Paper 2009-01-0658*, 439-459.
- Pickett, L. M., Siebers, D. L., & Idicheria, C. A. (2005). Relationship Between Ignition Processes and the Lift-Off Length of Diesel Fuel Jets. *SAE Paper 2005-01-3843*.
- Postrioti, L., Grimaldi, C. N., Ceccobello, M., & Gioia, R. (2004). Diesel Common Rail Injection System Behavior with Different Fuels. *SAE Paper 2004-01-0029*.
- Ra, Y., & Reitz, R. D. (2009). A vaporization model for discrete multi-component fuel sprays. *International Journal of Multiphase Flow*, 35, 101-117.
- Rakopoulos, C. D., Antonopoulos, K. A., & Rakopoulos, D. C. (2006). Multi-zone modeling of Diesel engine fuel spray development with vegetable oil, bio-diesel or Diesel fuels. *Energy Conversion and Management*, 47, 1550-1573.

- Ramamurthi, K., & Nandakumar, K. (1999). Characteristics of Flow through Small Sharp-Edged Cylindrical Orifices. *Flow Measurements and Instrumentation*, 10, 133-143.
- Rawle, A. (s.d.). *Basic principles of particle size analysis*. Malvern Instruments Technical Paper.
- Reddemann, M. A., Mathieu, F., Martin, D., & Kneer, R. (2011). Impact of physical properties on primary breakup for a Diesel nozzle configuration. *Atomization & Sprays*, 21(3), 221-235.
- Reitz, R. D., & Bracco, F. V. (1982). Mechanism of atomization of a liquid jet. *Phys. Fluids*, 25, 1730-1742.
- Riazi, M. R. (2007). *Characterization and Properties of Petroleum Fractions*. West Conshohocken (Pa): ASTM International.
- Roth, H., Gavaises, M., & Acoumanis, C. (2002). Cavitation Initiation, Its Development and Link with Flow Turbulence in Diesel Injector Nozzles. *SAE Paper 2002-01-014*.
- Sahoo, D., Petersen, B., & Miles, P. (2011). Measurement of Equivalence Ratio in a Light-Duty Low Temperature Combustion Diesel Engine by Planar Laser Induced Fluorescence of a Fuel Tracer. *SAE Paper 2011-24-0064*.
- Sarre, C. K., Kong, S. C., & Reitz, R. D. (1999). Modelling the Effects of Injector Nozzle Geometry on Diesel Sprays. *SAE Paper 1999-01-0912*.
- Schmalzing, C. O., Stapf, P., Maly, R. R., Renner, G., Sterrer, H., & Dwyer, H. A. (1999). A Holistic Hydraulic and Spray Model - Liquid and Vapor Phase Penetration of Fuel Sprays in DI Diesel Engines. *SAE Paper 1999-01-3549*.
- Schmidt, D. P., & Corradini, M. L. (2001). The internal flow of diesel fuel injector nozzles: a review. *Int J Engine Research*, 2(1).
- Schulz, C., & Sick, V. (2005). Tracer-LIF diagnostics: quantitative measurement of fuel concentration, temperature and fuel/air ratio in practical combustion systems. *Progress in Energy and Combustion Science*, 31, 75-121.
- Senda, J., Okui, N., Suzuki, T., & Fujimoto, H. (2004). Flame Structure and Combustion Characteristics in Diesel Combustion Fueled with Bio-diesel. *SAE Paper 2004-01-0084*.
- Seneschal, J. (2005). *Etude et réalisation d'un système automatique de caractérisation de jets Diesel en champ proche et lointain*. Thèse de l'université Jean Monnet de Saint-Etienne.
- Sepret, V. (2009). *Application de la PIV sur traceurs fluorescents à l'étude de l'entraînement d'air par un spray Diesel. Influence de la densité ambiante et du diamètre de trou d'injecteur*. Doctorat de l'université de Toulouse.

- Seykens, X. L., Somers, L. M., & Baert, R. S. (2004). Modelling of Common Rail Fuel Injection System and Influence of Fluid Properties on Injection Process. *Proceedings of VAFSEP2004*. Dublin.
- Shao, J., Yan, Y., Greeves, G., & Smith, S. (2003). Quantitative characterization of diesel sprays using digital imaging techniques. *Meas. Sci. Technol.*, 14, 1110-1116.
- Shimazaki, N., Tsuchiya, K., Morinaga, M., Shibata, M., & Shibata, Y. (2002). Parametric Study and Clarafication of Determination Factors of Diesel Exhaust Emission Using a Single Cylinder Engine and Model Fuels - JCAP Combustion Analysis Working Group Report Part I. *SAE Paper 2002-01-2824*.
- Shoba, T. T., Crua, C., Heikal, M. R., & Gold, M. (2011). Optical characterisation of Diesel, RME and Kerosene sprays by microscopic imaging. *ILASS, 24th European Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. Estoril - Portugal.
- Siebers, D. (1998). Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays. *SAE Paper 980809*, 1-23.
- Siebers, D. L. (1999). Scaling Liquid-Phase Fuel Penetration in Diesel Sprays Based on Mixing-Limited Vaporization. *SAE Paper 1999-01-0528*, 1-26.
- Siebers, D. L., & Higgins, B. (2001). Flame Lift-off on Direct-Injection Diesel Sprays under Quiescent Conditions. *SAE Paper 2001-01-0530*.
- Siebers, D., Higgins, B., & Pickett, L. (2002). Flame Lift-Off on Direct-Injection Diesel Fuel Jets: Oxygen Concentration Effects. *SAE Paper 2002-01-0890*.
- Simmons, H. (1977). The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays. *J. Engng Power*, 99, 309-319.
- Smallwood, G. J., & Gülder, Ö. L. (2000). Views on the Structure of Transient Diesel Sprays. *Atomization and Sprays*, 10, 355-386.
- Som, S., Longman, D. E., Ramirez, A. I., & Aggarwal, S. K. (2010). A comparison of injector flow and spray characteristics of biodiesel with petrodiesel. *Fuel*, 89, 4014-4024.
- Soteriou, C., Andrews, R., & Smith, M. (1995). Direct Injection Diesel Sprays and the Effect of Cavitation and Hydraulic Flip on Atomization. *SAE Paper 950080*, 27-52.
- Soteriou, C., Lambert, M., Zuelch, S., & Passerel, D. (2006 Sept 13-15). The Flow Characteristics of High Efficiency Diesel Nozzles with Enhanced Geometry Holes. *THIESEL Conference on Thermo- and Fluid Dynamic Processes in Diesel Engines*. Valencia, Spain.
- Spicher, U. (2012). Is there a future for combustion engines? *10th International Symposium on Combustion Diagnostics*, (pp. 293-308). Baden-Baden.

- Suh, H. K., Park, S. H., & Lee, C. S. (2008). Experimental investigation of nozzle cavitating flow characteristics for Diesel and biodiesel fuels. *International Journal of Automotive Technology*, 9(2), 217-224.
- Tat, M. E., & Van Gerpen, J. H. (2003). Effect of Temperature and Pressure on the Speed of Sound and Isentropic Bulk Modulus of Mixtures of Biodiesel and Diesel Fuel. *JAACS*, 80(11), 1127-1130.
- Tat, M. E., & Van Gerpen, J. H. (2003). Speed of Sound and Isentropic Bulk Modulus of Alkyl Monoesters at Elevated Temperatures and Pressures. *JAACS*, 80(12), 1249-1256.
- Terray, M. (s.d.). *Principes de base de la granulométrie laser (1ère partie)*.
- Ubertini, S. (2006). Injection Pressure Fluctuations Model Applied to a Multidimensional Code for Diesel Engines Simulation. *Journal of Engineering for Gas Turbine and Power*, 128, 694-701.
- Vergnes, C., Foucher, F., & Mounaïm-Rousselle, C. (2009). Discharge Coefficient for a Diesel Injector during Cold Starting Conditions. *Atomization and Sprays*, 19(7), 621-631.
- White, F. (1994). *Fluid Mech.* (éd. 3rd Ed). Singapore: McGraw-Hill Book Co.
- Xuan, A., Wu, Y., Peng, C., & Ma, P. (2006). Correlation of the viscosity of pure liquids at high pressures based on an equation of state. *Fluid Phase Equilibria*, 240, 15-21.
- Yi, Y., & Reitz, R. D. (2003). Modeling the Effect of Primary Atomization on Diesel Engine Emissions. *SAE Paper 2003-01-1041*.
- Yongyingsakthavorn, P., Vallikul, P., Fungtammasan, B., & Dumouchel, C. (2007). Application of the maximum entropy technique in tomographic reconstruction from laser diffraction data to determine local spray drop size distribution. *Exp. Fluids*, 42, 471-481.
- Zhao, H., & Ladommatos, N. (1998). Optical diagnostics for in-cylinder mixture formation measurements in IC engines. *Prog. Energy Combust. Sci.*, 24, 297-336.

Jérémie DERNOTTE

Influence des Propriétés Physico-Chimiques des Hydrocarbures sur l'Injection et la Combustion Diesel

Résumé :

Dans un contexte de réduction des émissions de polluants et de gaz à effet de serre, mais aussi d'enjeux économiques liés aux ressources en pétrole brut, la nécessité de se diversifier énergétiquement a imposé l'apparition et l'utilisation dans des quantités sans cesse croissantes de carburants de substitution. Ces carburants provenant de nombreuses sources primaires, produits à partir de diverses techniques, possèdent des propriétés physico-chimiques différentes. Les effets de chaque propriété sur le comportement du moteur Diesel (émissions, rendement, etc) ne sont pas encore compris de manière détaillée.

La présente thèse porte sur une étude expérimentale de l'influence des propriétés physico-chimiques des carburants sur les processus physiques se déroulant dans la chambre de combustion pour des applications sur moteurs Diesel.

L'originalité de l'approche réside par la définition d'une matrice de carburants (20 carburants au total) dont les propriétés varient de manière indépendante. De plus, les différentes étapes de l'injection Diesel ont été considérées. On s'intéresse par la mise en œuvre de huit techniques de mesures avancées, à la caractérisation de l'hydraulique dans les orifices de l'injecteur, de la structure du spray, de son atomisation, sa vaporisation et enfin la combustion du mélange résultant. Ces expériences ont été conduites dans des cellules adaptées et sur moteur à accès optiques permettant de reproduire des conditions de fonctionnement représentatives. L'analyse porte essentiellement sur la phase quasi-stationnaire de l'injection pendant laquelle les résultats expérimentaux sont corrélés à des modèles basés sur la physique issus de la littérature et de nouvelles corrélations empiriques sont proposées.

Mots clés : Combustion Diesel, Hydraulique Injecteur, Injection & Spray, Propriétés des Carburants

Influence of Physico-Chemical Properties of the Fuels on Diesel Injection and Combustion Processes

Abstract:

In a context of pollutant emission and green house gas reduction, but also economic issues related to crude oil resources, the necessity for energy diversification has imposed the emergence and the use in growing quantities of substitute fuels. These fuels derived from numerous feedstocks, produced by several manufacturing processes, have different physico-chemical properties. The effects of each individual property on the Diesel engine behavior (emissions, efficiency, etc) are not well fully understood yet.

The present thesis focuses on an experimental study about the influence of physico-chemical properties of the fuels on the processes occurring in the combustion chamber for Diesel engine application.

The originality of the approach concerns the definition of a fuel matrix (a total of 20 fuels) for which properties are independently varied. Moreover every stages of the Diesel injection are considered. The interest focuses by the setting of eight advance measurement technics on the caracterization of the flow into the injector orifices, the spray structure and atomization, the spray vaporization and finally the Diesel combustion. Experiments were conducted in dedicated vessels and in an optical access engine allowing to reproduce representative operating conditions. The analysis mainly focuses on the quasi-stationary phase of the injection event and experimental results are scaled to physic-based models and new empirical correlation are proposed.

Keywords: Diesel Combustion, Fuel Properties, Hydraulic Injector, Injection & Spray

PSA PEUGEOT CITROËN

Université d'Orléans – Laboratoire PRISME

8 rue Léonard de Vinci
45 072 ORLÉANS Cedex 2
FRANCE

