



Normandie Université

## THESE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité Energétique

Préparée au sein de l'Institut National des Sciences Appliquées de Rouen

**Etude par PIV par fluorescence de l'interaction d'un spray avec un écoulement gazeux en aérodynamique contrôlée - Application à l'injection directe essence**

**Présentée et soutenue par  
Julien LEMETAYER**

**Thèse soutenue publiquement le 7 décembre 2016  
devant le jury composé de**

M. Luis LE MOYNE	Professeur des Universités, Laboratoire DRIVE, Nevers	Rapporteur
M. Xavier TAUZIA	Maître de Conférences, HDR, LHEEA, Nantes	Rapporteur
M. Christian CHAUVEAU	Directeur de Recherche CNRS, ICARE, Orléans	Examineur
M. Christophe DUMOUCHEL	Directeur de recherche CNRS, CORIA, Rouen	Invité
M. Bertrand LECORDIER	Chargé de Recherche CNRS, CORIA, Rouen	Co-encadrant de thèse
Mme Corine LACOUR	Maître de Conférences, CORIA, Rouen	Co-encadrante de thèse
Mme Armelle CESSOU	Directrice de Recherche CNRS, CORIA, Rouen	Directrice de thèse

**Thèse dirigée par Armelle CESSOU, Directrice de Recherche CNRS, Université de Rouen, CORIA**



# Remerciements

Ce travail a été effectué au sein du groupe Analyses Expérimentales de la Combustion du CORIA à Rouen sous la direction d'Armelle CESSOU et le co-encadrement de Bertrand LECORDIER et de Corine LACOUR.

Je tiens à remercier en premier lieu mes trois encadrants de thèse pour m'avoir fait confiance d'abord en me confiant les clés du camion sur ce sujet. Leur aide et leur soutien continus tout au long de ces quatre années m'ont permis de rester concentré sur l'objectif lorsque je voulais tout explorer et de rebondir lorsque la motivation déclinait. Les différentes approches qu'ils pouvaient avoir du sujet ainsi que les discussions scientifiques que nous avons pu avoir ont été très enrichissantes pour moi. Je les remercie également d'avoir été un maximum disponible surtout dans la période critique de fin de thèse où tout s'est accéléré. Je peux clairement dire que s'ils n'avaient pas été là, je ne serais pas docteur aujourd'hui.

Je remercie également les membres de mon jury qui ont accepté d'évaluer mon travail de thèse. Je remercie d'abord Christian CHAUVEAU, président du jury, pour l'intéressant échange sur les possibilités d'extension de ce travail. Je suis également reconnaissant à Luis LE MOYNE et Xavier TAUZIA qui ont accepté d'être rapporteurs de cette thèse, et pour leur intérêt pour les différentes parties de mon travail. Enfin, je remercie sincèrement Christophe DUMOUCHEL, membre invité, pour son attention portée à l'ensemble de mon travail, ainsi que pour sa grande aide durant ma thèse pour appréhender et comprendre les difficultés de l'étude des sprays.

Un grand merci également à tous les membres de l'atelier à qui j'ai eu à faire à un moment ou un autre de ma thèse : Jacky, Benjamin, Yves, Thierry, Philippe (Touti), Bruno, Ludo, Antoine. Malgré les nombreuses demandes et surtout retouches que je leur ai soumises, j'ai toujours été bien accueilli dans la bonne humeur et je loue sincèrement leur grande efficacité sans laquelle l'installation des expériences aurait été nettement plus complexe.

Je remercie aussi le service métrologie, et en particulier Franck et Carole, pour leur aide qui m'a été précieuse tout au long de ma thèse pour mettre en place les expériences. Leur grande réactivité m'a permis de ne jamais rester très longtemps en rade malgré les différents soucis de matériel. Et tout cela dans une super ambiance avec les intermèdes « News CORIA » par Carole qui vont me manquer. Et bien sûr, je n'oublie pas Gilles, alias « Le chef », pour ses astuces et ses conseils même si ses tarifs horaires de conseil sont un peu élevés !

Malgré le fait que cette thèse soit expérimentale, je voudrais aussi remercier Cédric et Guillaume pour leur support informatique.

Ces quatre années au sein du laboratoire ont été rendues agréables grâce aux autres doctorants et post-docs de l'équipe, qu'ils soient partis au cours de ma thèse ou qu'ils m'aient survécu : Hassan, Abou, Irfan, Petra, Florestan, Javier, Edouard, Sarah et Amath. Je les remercie pour les discussions et conseils que nous avons pu échanger sur tout et sur rien, et pour les repas internationaux que nous avons pu faire. Et pour ceux qui étaient là à la fin de ma thèse, je les remercie de m'avoir supporté aux deux sens du terme !

## Remerciements

---

Je n'oublie pas les nombreuses autres personnes du laboratoire que j'ai côtoyées au cours de ces quatre années et avec qui j'ai passé de bons moments. Je pense bien sûr aux gars du foot : Andrès, Antonio, Marcos, Thán, Guillaume, Guillaume R., Ammar, Fred, Geoffrey, Thomas, FX, Antoine, Mohammed. Mais aussi à Thomas, Louise, Alex, Léa, Bira, Manu, Stan, Lila et d'autres encore. Enfin, une petite mention spéciale à Noémie ma collègue de bureau durant presque deux ans, qui m'a accueilli dans son bureau avec plein de mises en garde mais aussi des conseils sur la thèse qui se sont avérés plutôt juste. Nous aurons traversé tous les deux des moments difficiles mais nous nous en sommes finalement bien tirés en étant maintenant « docteur » !

De manière générale, que l'ensemble des personnes du laboratoire trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour cette période passée au CORIA.

Enfin, mes derniers remerciements vont à mes parents pour leur aide matérielle et leur soutien moral sans lesquels cette thèse n'aurait pas pu être réalisée. Bien que la perspective de me voir repartir pour 3 ans d'étude (voire plus) les a un peu effrayés au début, mes parents m'ont accompagné jusqu'au bout en m'encourageant dans mes choix. J'ai également une pensée pour mon frère qui a toujours accepté de me donner un coup de main quand j'en avais besoin malgré ses propres occupations.

# Table des matières

<b>Table des matières .....</b>	<b>5</b>
<b>Nomenclature .....</b>	<b>11</b>
<b>Introduction générale .....</b>	<b>15</b>
<b>Chapitre I : Injection directe essence – Aérodynamique diphasique.....</b>	<b>19</b>
I.1. Technologie de l’injection directe essence .....	19
I.1.1. Fonctionnement général.....	19
I.1.1.1. Mode de fonctionnement homogène.....	21
I.1.1.2. Mode de fonctionnement stratifié .....	21
I.1.2. Avantages et inconvénients .....	22
I.1.2.1. Efficacité de fonctionnement .....	22
I.1.2.2. Emissions polluantes.....	22
I.1.3. Stratégie de mélange .....	25
I.1.3.1. Aérodynamique interne.....	25
I.1.3.2. Géométrie de la chambre de combustion.....	25
I.1.3.3. Technologie des injecteurs.....	26
I.2. Processus d’atomisation.....	27
I.2.1. Mécanismes .....	27
I.2.1.1. Atomisation primaire .....	27
I.2.1.2. Atomisation secondaire.....	29
I.2.2. Rôle de la turbulence sur l’atomisation .....	30
I.2.3. Caractérisation granulométrique du spray .....	31
I.3. Interactions entre les deux phases.....	32
I.3.1. Entraînement d’air .....	32
I.3.2. Réponse d’une goutte à l’aérodynamique du gaz .....	33
I.3.3. Couplage inverse des particules avec l’aérodynamique du gaz.....	35
I.4. Diagnostics optiques pour la caractérisation des écoulements diphasiques.....	35
I.4.1. Contraintes liées aux écoulements diphasiques .....	36
I.4.2. Synthèse des solutions envisageables .....	37
I.4.2.1. Séparation des phases par traitement d’images.....	37
I.4.2.2. Séparation des phases sans traitement d’images.....	39
I.5. Conclusion .....	41

## **Chapitre II : Dispositifs expérimentaux.....43**

II.1. Banc d'essai en statique.....	43
II.1.1. Chambre .....	43
II.1.2. Système d'ensemencement.....	44
II.1.3. Système d'injection .....	44
II.1.3.1. Caractéristiques géométriques des injecteurs .....	44
II.1.3.2. Système de commande de l'injecteur .....	45
II.1.3.3. Carburant et système de mise en pression .....	46
II.2. Banc d'essai moteur .....	47
II.2.1. Description générale.....	47
II.2.1. Système de contrôle AVL .....	48
II.2.2. Système d'injection .....	48
II.3. Caractérisation des injecteurs .....	50
II.3.1. Montages expérimentaux.....	50
II.3.1.1. Dispositif d'ombroscopie .....	50
II.3.1.2. Granulométrie Malvern .....	54
II.3.2. L'injecteur monotrou.....	56
II.3.2.1. Morphologie du spray.....	57
II.3.2.2. Influence de la pression d'injection $P_{inj}$ .....	59
II.3.2.3. Granulométrie.....	60
II.3.3. L'injecteur 7 trous .....	62
II.3.3.1. Morphologie du spray.....	62
II.3.3.2. Influence de la pression d'injection $P_{inj}$ .....	63
II.3.3.3. Granulométrie.....	65
II.3.4. Conclusions .....	66

## **Chapitre III : Mesure de vitesse simultanée du gaz et des gouttes par la PIV associée à la fluorescence .....67**

III.1. PIV diphasique par fluorescence.....	67
III.1.1. Principe de la PIV .....	67
III.1.2. Utilisation de la fluorescence pour le diagnostic de PIV diphasique .....	69
III.2. Montage optique.....	70
III.3. Synchronisation.....	72
III.4. Séparation des phases.....	73
III.4.1. Vitesse de la phase gazeuse.....	74
III.4.1.1. Choix du colorant.....	74

III.4.1.2. Choix du solvant pour le Stilbène 420 .....	75
III.4.1.3. Choix des filtres optiques .....	75
III.4.1.4. Choix de la concentration en colorant .....	76
III.4.2. Vitesse de la phase liquide .....	78
III.4.2.1. Choix du colorant .....	78
III.4.2.2. Choix des filtres optiques .....	78
III.4.2.3. Choix de la concentration en colorant .....	79
III.4.3. Validation de la séparation des phases .....	80
III.4.4. Conclusion .....	82
III.5. Algorithme de calcul PIV .....	82
III.5.1. Recalage des images .....	83
III.5.2. Algorithme PIV pour la phase continue .....	83
III.5.3. Algorithme PIV pour la phase dispersée .....	84
III.5.3.1. Spécificités de la phase dispersée .....	84
III.5.3.2. Algorithme de calcul : approche particulière .....	85
III.5.3.3. Second algorithme de calcul : approche statistique .....	86
III.5.3.4. Concaténation et validation des deux méthodes .....	89
III.6. Validation en chambre statique .....	91
III.6.1. Convergence des mesures de vitesse .....	92
III.6.2. Equation de continuité .....	92
III.6.3. Peak-locking .....	95
III.6.4. Conclusions .....	96
III.7. Adaptations techniques du montage PIV pour le banc moteur .....	96
III.7.1. Contraintes géométriques .....	96
III.7.2. Contraintes d'ensemencement .....	98
III.7.3. Contraintes de synchronisation .....	98
III.8. Adaptations de l'algorithme PIV pour le cas moteur .....	101
III.8.1. Recalage des images pour le banc moteur .....	101
III.8.2. Adaptation de l'algorithme PIV pour la phase gazeuse .....	103
III.9. Validation dans la chambre du moteur .....	105
III.9.1. Validation de la technique : comparaison Mie/Fluo en moteur .....	105
III.9.1.1. Comparaison des champs moyens .....	105
III.9.1.2. Comparaison des champs instantanés .....	107
III.9.2. Convergence des mesures de vitesses .....	110
III.9.3. Peak-locking .....	112
III.10. Conclusions .....	112

## **Chapitre IV : Injection dans un gaz au repos.....115**

IV.1. Conditions de fonctionnement des injecteurs .....	115
IV.2. Etude de l'injection monotrou.....	116
IV.2.1. Dispersion des gouttes du spray.....	116
IV.2.1.1. Développement et morphologie du spray .....	116
IV.2.1.2. Dynamique du spray et de la phase continue .....	119
IV.2.1.3. Apparition et développement des tourbillons .....	121
IV.2.1.4. Déviation des gouttes du spray par le gaz.....	124
IV.2.1.5. Convection du tourbillon par le spray .....	126
IV.2.2. Transfert d'énergie entre phases .....	128
IV.2.2.1. Terme de transfert de quantité de mouvement.....	128
IV.2.2.2. Transfert à l'avant du spray .....	129
IV.2.2.3. Entraînement d'air latéral.....	131
IV.2.2.4. Energie cinétique du gaz en fin d'injection.....	138
IV.3. Etude de l'injecteur 7 trous et comparaison à l'injecteur monotrou .....	141
IV.3.1. Comportement du spray .....	141
IV.3.1.1. Développement et dispersion du spray .....	141
IV.3.1.2. Tourbillons de tête .....	145
IV.3.1.3. Déviation des gouttes par le gaz .....	146
IV.3.2. Dynamique de l'air .....	147
IV.3.2.1. Mise en mouvement de l'air à l'avant du spray .....	147
IV.3.2.2. Entrée d'air latérale dans le spray .....	148
IV.3.2.3. Energie cinétique du gaz en fin d'injection.....	149
IV.4. Conclusions.....	151

## **Chapitre V : Influence d'un spray dans une chambre de moteur automobile .....153**

V.1. Points de fonctionnement moteur.....	153
V.2. Modification de l'aérodynamique du gaz suite à une injection réalisée à 100 bar.....	155
V.2.1. Aérodynamique du cycle moteur moyen.....	155
V.2.1.1. Cycle sans injection.....	155
V.2.1.2. Cycle avec une injection à 100 bar.....	160
V.2.2. Impact du spray sur les grandeurs moyennes du gaz .....	161
V.2.2.1. Structure du champ moyen.....	161
V.2.2.2. Vitesses du champ moyen .....	163
V.2.2.3. Evolution des fluctuations moyennes.....	165

V.2.3. Structure caractéristique du moteur : le tumble.....	171
V.2.3.1. Formation du tumble .....	171
V.2.3.2. Trajectoire du tumble.....	173
V.2.3.3. Dispersion du centre de tumble .....	174
V.2.3.4. Taux de tumble .....	175
V.3. Modification du développement du spray par l'aérodynamique du gaz et influence de la pression d'injection .....	176
V.3.1. Impact de l'aérodynamique du gaz sur le spray .....	176
V.3.1.1. Ralentissement du spray .....	177
V.3.1.2. Dissymétrie du spray .....	178
V.3.2. Influence de la pression d'injection sur la modification du spray .....	179
V.3.2.1. Ralentissement du spray .....	180
V.3.2.2. Dissymétrie du spray .....	180
V.3.3. Influence de la pression d'injection sur les modifications de l'aérodynamique interne liées à la présence du spray .....	182
V.3.3.1. Entrée d'air latérale dans le spray .....	182
V.3.3.2. Comportement en tête de spray .....	184
V.3.3.3. Modification du tumble .....	184
V.4. Influence de la stratégie d'injection .....	187
V.5. Conclusions .....	188
<b>Conclusion générale et perspectives .....</b>	<b>191</b>
<b>Annexe 1 : Influence de la pression d'injection <math>P_{inj}</math> sur le développement du spray de l'injecteur monotrou .....</b>	<b>197</b>
<b>Annexe 2 : Influence de la contre-pression <math>P_c</math> sur le développement du spray .....</b>	<b>199</b>
<b>Références bibliographiques.....</b>	<b>203</b>



# Nomenclature

## Acronymes

ASOI	After start of injection
DCM	Dichlorométhane
EGR	Exhaust Gas Recirculation
EL	Entraînement latéral
FAP	Filtre à particules
HC	Hydrocarbures
IDE	Injection Directe Essence
IIE	Injection Indirecte Essence
ILIDS	Interferometric Laser Imaging Droplet Sizing
LDV	Laser Doppler Velocimetry
NO <sub>x</sub>	Oxyde d'azote
PIV	Particle Image Velocimetry
PLIF	Planar Laser Induced Fluorescence
PME	Pression Moyenne Effective
POD	Proper Orthogonal Decomposition
PTV	Particle Tracking Velocimetry
RSB	Rapport Signal sur Bruit
Rms	Root Mean Square
QS	Quasi-stationnaire
TNS	Transition Non-Stationnaire

## Lettres grecques

$\delta t_{acq}$	Délai PIV	( $\mu s$ )
$\Delta t_{inj}$	Durée d'injection	(ms)
$\Delta t_{ret}$	Temps après injection	(ms)
$\Gamma_1$	Fonction Gamma 1	(-)

## Nomenclature

---

$\kappa$	Energie cinétique turbulente totale	( $\text{m}^2.\text{s}^2$ )
$\mu_f$	Viscosité dynamique de l'air	( $\text{kg}.\text{m}^{-1}.\text{s}^{-1}$ )
$\rho_e, \rho_f, \rho_g$	Masse volumique de l'air	( $\text{kg}.\text{m}^{-3}$ )
$\rho_l, \rho_p, \rho_i$	Masse volumique du liquide	( $\text{kg}.\text{m}^{-3}$ )
$\Pi$	Terme d'échange de quantité de mouvement	( $\text{kg}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-2}$ )
$\Theta$	Angle vilebrequin du moteur	( $\text{dv}$ )
$\theta, \beta$	Angle de cône du spray	( $^\circ$ )
$\sigma_x$	Ecart-type de la position du tumble suivant X	(mm)
$\sigma_y$	Ecart-type de la position du tumble suivant Y	(mm)
$\tau_p$	Temps de réponse ou de relaxation de la particule	(s)
$\tau_f$	Temps caractéristique de l'écoulement d'air	(s)

## Lettres latines

$C_m$	Concentration massique de liquide	( $\text{kg}.\text{m}^{-3}$ )
$D, d$	Diamètre	(m)
$D_{32}$	Diamètre moyen de Sauter	( $\mu\text{m}$ )
$DV_{10}, DV_{50}, DV_{90}$	Diamètres caractéristiques	( $\mu\text{m}$ )
$d_p$	Diamètre de la goutte	(m)
$E_c$	Energie cinétique moyenne totale	( $\text{m}^2.\text{s}^2$ )
$f, g$	Indice pour la phase gazeuse	(-)
$f_{\text{mot}}$	Fréquence de rotation du moteur	(Hz)
$f_n, f_v$	Fonction densité de probabilité	( $\text{m}^{-1}$ )
$F_n, F_v$	Fonction cumulative numérique ou volumique	(-)
$Ke, Ke^*$	Coefficient d'entraînement	(-)
$k_c$	Nombre d'onde de coupure	( $\text{pix}^{-1}$ )
$L_p$	Longueur de pénétration du spray	(cm)
$\dot{m}_e$	Débit massique cumulé d'air entrant dans le spray	( $\text{g}.\text{s}^{-1}$ )
$\dot{m}_l$	Débit massique de liquide	( $\text{g}.\text{s}^{-1}$ )
$\vec{n}$	Vecteur unitaire suivant la normale à l'axe de la nappe	(-)
$P_{\text{inj}}$	Pression d'injection	(bar)
$p, l, d$	Indice pour la phase liquide	(-)

## Nomenclature

---

T	Température	(K)
$T_z$	Taux de tumble	(-)
t	Temps après injection	(ms)
$\vec{t}$	Vecteur unitaire suivant l'axe de la nappe	(-)
$\vec{U}, \vec{V}$	Vecteur vitesse	(m.s <sup>-1</sup> )
U	Composante radiale de la vitesse moyenne suivant X	(m.s <sup>-1</sup> )
V	Composante axiale de la vitesse moyenne suivant Y	(m.s <sup>-1</sup> )
$U_n$	Vitesse du gaz suivant la normale à l'axe de la nappe	(m.s <sup>-1</sup> )
$U_t$	Vitesse du gaz suivant l'axe de la nappe	(m.s <sup>-1</sup> )
$u_{BF}$	Fluctuation de vitesse des grandes échelles	(m.s <sup>-1</sup> )
$u_{HF}$	Fluctuation de vitesse des petites échelles	(m.s <sup>-1</sup> )
$V_p$	Vitesse de pénétration du spray	(m.s <sup>-1</sup> )
$U_{dg}, V_{dg}$	Composantes de la vitesse relative entre les phases	(m.s <sup>-1</sup> )
X, Y, Z, x, y, z	Coordonnées spatiales	(mm)
$X', Y', x', y'$	Coordonnées spatiales suivant l'axe de l'injection dans le moteur	(mm)

## Nombres adimensionnels

Oh	Nombre d'Ohnesorge
Re	Nombre de Reynolds
$Re_p$	Nombre de Reynolds particulaire
St	Nombre de Stokes
We	Nombre de Weber



# Introduction générale

- **Introduction**

La viabilité de notre mode de fonctionnement énergétique est aujourd'hui remise en question. La gestion des énergies fossiles sur lesquelles nous nous reposons principalement pour couvrir nos besoins énergétiques est devenue une problématique importante pour éviter une pénurie. La pollution émise par notre utilisation actuelle de ces énergies fossiles a aussi atteint un niveau élevée, notamment le CO<sub>2</sub> qui a augmenté de 35 % par rapport à la période pré-industrielle (avant 1850 environ), et la tendance actuelle est encore à la hausse.

Les transports sont aujourd'hui au cœur des problématiques environnementales. Ils contribuent aujourd'hui à une grande part des émissions des gaz à effet de serre ainsi que des polluants atmosphériques. A titre d'exemple, en France, le transport routier représentait 41,2 % des émissions de gaz à effet de serre en 2014 dont 51,2 % rien que pour les véhicules particuliers, mais aussi 15,4 % des rejets de monoxyde de carbone (CO) et 53,8 % des émissions d'oxydes d'azote (NO<sub>x</sub>) (d'après le rapport 2016 au titre de la CCNUCC<sup>1</sup> et du Protocole de Kyoto). Cette tendance va probablement s'accroître car le nombre de véhicules en circulation a dépassé un milliard dans le monde en 2010, d'après le journal « Ward's Auto », et ce nombre progressera de 80 % dans les trois décennies à venir.

Pour faire face aux problèmes environnementaux liés aux émissions polluantes qui ont connu une croissance dramatique au cours du 20<sup>ème</sup> siècle, la réglementation en termes de pollution s'est fortement durcie ces dernières années avec le protocole de Kyoto en 1997 et plus récemment les accords de la COP21 à Paris (2015). Ces accords ont permis de définir des engagements et des objectifs chiffrés de rejets dans l'atmosphère. Ces engagements, juridiquement contraignants, ont entraînés un durcissement des normes sur les polluants réglementés (HC, CO, NO<sub>x</sub> et particules). Une série d'objectifs a ainsi été mise en place pour diminuer progressivement les émissions polluantes et le secteur de l'Automobile ne fait pas exception avec l'instauration de la norme Euro 6b en 2014 qui est encore plus contraignante pour les émissions de NO<sub>x</sub> et de particules.

Les nouvelles réglementations ont déjà porté leurs fruits et la France a réduit ses émissions polluantes globales de plus de 10 % entre 1990 et 2013. Les émissions de CO<sub>2</sub> n'ont quant à elles pas suivi cette même tendance en raison de l'augmentation du trafic routier et donc de la consommation de carburant. La France s'est engagée à améliorer l'efficacité énergétique des véhicules pour atteindre une consommation de 2L / 100km ainsi qu'un rejet moyen de CO<sub>2</sub> de son parc automobile de 95 g/km d'ici la fin 2020.

Le respect de ces nouveaux objectifs passe par l'amélioration de la technologie des moteurs. Deux stratégies existent pour aborder ce problème : soit améliorer la captation des espèces polluantes dans les gaz d'échappement, soit réduire leur production à la source en optimisant le processus de combustion. De nos jours, les systèmes de post-traitement des polluants, tels que les pots catalytiques ou les filtres à particules (FAP), sont très performants mais ne suffisent pas toujours à réduire les émissions au niveau fixé par les nouvelles normes. Il est donc nécessaire d'améliorer la

---

<sup>1</sup> Convention Cadre des Nations Unies sur les Changements Climatiques

compréhension des mécanismes physiques intervenant avant et pendant la combustion pour réduire la formation de ces polluants au moment de la combustion.

L'augmentation des rendements, notamment le rendement thermodynamique, est une voie importante d'amélioration pour réduire la consommation. L'injection directe essence (IDE) est un mode de fonctionnement qui permet de réduire la consommation grâce à une maîtrise totale de la quantité de carburant injectée et une réduction des pertes se produisant dans les conduits d'admission en injection indirecte (IIE). Les constructeurs automobiles ont adopté différentes technologies en lien avec l'injection directe qui permettent un gain de consommation conséquent (25 % à 35 %). Le downsizing couplé à un système de suralimentation ou la recirculation des gaz d'échappement (EGR ou Exhausted Gas Recirculation) font partie de ces technologies constituant des pistes intéressantes vers la réduction des émissions polluantes et de la consommation et l'augmentation du rendement global du moteur essence.

Le développement de stratégies autour de l'injection directe requiert une répétabilité accrue de la préparation du mélange. L'amélioration du mélange air/carburant est donc une problématique qui est au cœur de l'optimisation de la combustion. Cette amélioration dépend du contrôle de l'atomisation, du mélange et de la répartition du carburant dans une aérodynamique formée et nécessite une compréhension fine des interactions entre les phases intervenant dans le processus.

- **Objectifs de l'étude**

Le programme ESSENCYELE, financé par l'ADEME (Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie), dans lequel s'inscrit cette thèse fait partie des initiatives issues de la volonté d'optimiser les moteurs à essence. L'objectif de ce programme est de mettre au point un moteur à essence à injection directe (IDE) et de l'intégrer dans une chaîne de traction "Mild-Hybrid" pour aboutir à un véhicule hybride de démonstration. Cette étude s'intéresse à la partie thermique de cette motorisation. La combustion doit être améliorée grâce à l'étude des mécanismes physiques se produisant.

L'objectif global de cette étude est une meilleure compréhension des mécanismes physiques fondamentaux mis en jeu lors des couplages dynamiques entre les phases pour un écoulement de particules liquides dans un gaz. L'influence de l'aérodynamique du gaz sur la trajectoire des particules est un élément déterminant pour comprendre les mécanismes de dispersion des particules favorisant la formation du mélange. Les couplages inverses des particules sur les structures de l'écoulement et sur son niveau de turbulence sont aussi des mécanismes importants dans la maîtrise des écoulements diphasiques. La compréhension de ces mécanismes physiques permettrait de mieux contrôler les procédés mettant en jeu des écoulements diphasiques, telle que la formation du mélange au sein des chambres de combustion.

Tous les aspects des mécanismes d'interactions n'ont pas encore été modélisés en détail. Des données expérimentales supplémentaires doivent donc être fournies afin de valider ces modèles physiques utilisés pour concevoir, dimensionner et optimiser les différents acteurs de la combustion. Afin de développer ces modèles décrivant la phase d'injection et de mélange dans la chambre de combustion, nous devons mettre en place des méthodologies expérimentales capables de fournir de telles données.

L'étude des mécanismes d'interaction nécessite une mesure 2D simultanée et instantanée de la dynamique des deux phases. Dans le cadre de l'injection directe essence, la densité du spray étudié nous contraint à adapter les diagnostics optiques afin de fournir des données quantitatives fiables. Le

diagnostic optique développé est appliqué à deux injecteurs aux caractéristiques différentes : un injecteur monotrou à nappe creuse et un injecteur multi-trous. La quantification de l'entraînement d'air pour chaque injecteur dans une chambre statique avec un air au repos permet d'effectuer une analyse comparée et de comparer nos résultats expérimentaux avec ceux de la littérature afin de valider la méthodologie expérimentale.

L'application de la méthodologie établie dans un moteur transparent fournit des données quantitatives sur la formation du mélange en conditions réalistes. Ces données permettent d'analyser les effets de couplage aérodynamique entre les phases qui sont à l'origine de la modification du développement du spray et de l'aérodynamique interne.

- **Plan du manuscrit**

Le premier chapitre du manuscrit expose les problématiques de l'injection directe essence en détaillant les mécanismes régissant la formation du mélange, notamment les processus de pulvérisation et l'interaction entre l'air et le carburant au cours de son injection. Les contraintes liées à la caractérisation des milieux diphasiques sont exposées à travers une synthèse des travaux présents dans la littérature.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des dispositifs expérimentaux sur lesquels l'étude est menée. La chambre statique et son environnement sont présentés ainsi que le banc moteur et ses caractéristiques. La topologie et la granulométrie des deux injecteurs de l'étude sont aussi caractérisées.

Le troisième chapitre expose le principe de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) par fluorescence ainsi que la chaîne de mesure. La sélection des différents éléments du diagnostic optique ainsi que les traitements menant à l'obtention des champs de vitesses sont détaillés. Enfin, le diagnostic optique est validé dans chaque configuration.

Le quatrième chapitre traite l'injection d'un spray dans un milieu au repos pour les deux injecteurs. Une analyse des effets de la pression d'injection est entreprise et une comparaison entre les deux injecteurs est réalisée pour les mêmes conditions d'injection. Ces analyses sont basées sur l'entraînement d'air et le transfert de quantité de mouvement entre les phases.

Le cinquième chapitre aborde l'analyse de l'injection en mode homogène dans la chambre de combustion d'un moteur. L'impact de la présence de l'injection sur l'aérodynamique interne est d'abord présenté, puis les effets de la pression d'injection sur la formation du mélange sont exposés. Enfin, l'impact de l'injection en mode stratifié est abordé.

Une conclusion générale de l'étude accompagnée de perspectives pour la poursuite de ce travail clôture ce manuscrit.



# Chapitre I : Injection directe essence – Aérodynamique diphasique

Le développement de l'injection directe dans les moteurs à essence est aujourd'hui arrivé à un stade où la contribution de chaque phénomène physique est importante pour améliorer l'efficacité du moteur. Outre l'amélioration des technologies liées à la stratégie d'injection, il est nécessaire d'avoir une connaissance approfondie des phénomènes physiques intervenant dans la formation du mélange pour accroître l'intensité de turbulence dans la chambre de combustion et ainsi accélérer le processus d'atomisation et d'évaporation du carburant.

Le nombre important d'études du fonctionnement des moteurs, notamment à injection directe, nous permet de décrire les principales caractéristiques de la technologie de l'injection directe essence (IDE). Son fonctionnement général ainsi que son comportement vis-à-vis de la consommation et des émissions polluantes sont décrits, puis les paramètres de contrôle de la stratégie de mélange sont abordés. L'injection directe essence met en jeu de nombreux phénomènes qui seront décrits dans ce chapitre et permettront de définir les grandeurs caractéristiques de chacun des phénomènes :

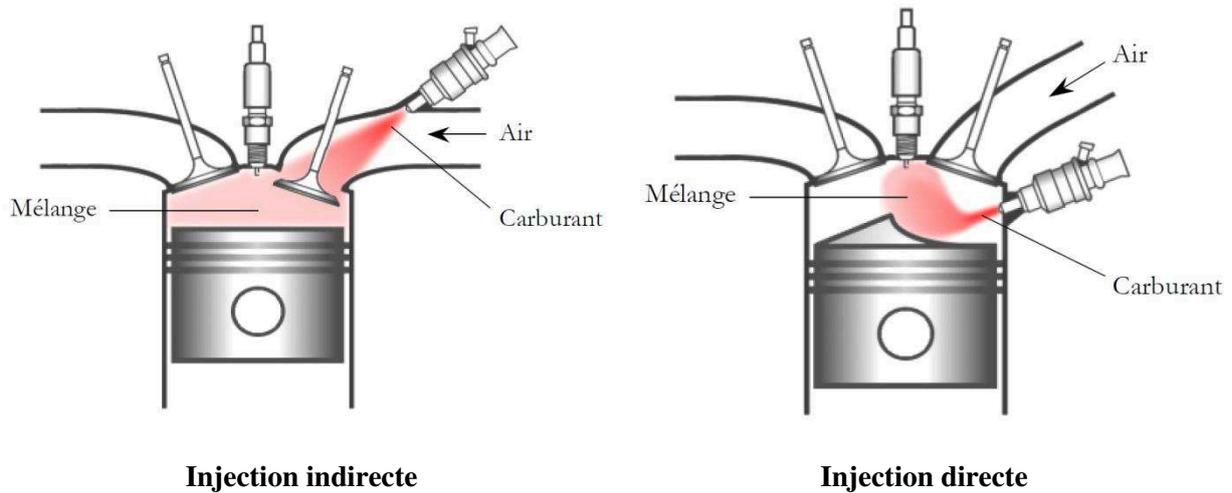
- Les processus d'atomisation qui conduisent à la formation du spray.
- La phase d'injection, introduisant la quantité de carburant nécessaire au bon fonctionnement du moteur, permet de favoriser la mise en contact de l'air et du carburant. Cette phase se caractérise par de fortes interactions entre les deux phases, qui sont au centre des processus de mélange.

Enfin, l'amélioration des connaissances sur les phénomènes physiques intervenant dans les mécanismes d'interaction nécessite l'adaptation de notre méthodologie de mesure. Les techniques présentées dans différents travaux sont détaillées pour converger vers une solution adaptée à la caractérisation de la dynamique des deux phases dans notre configuration.

## I.1. Technologie de l'injection directe essence

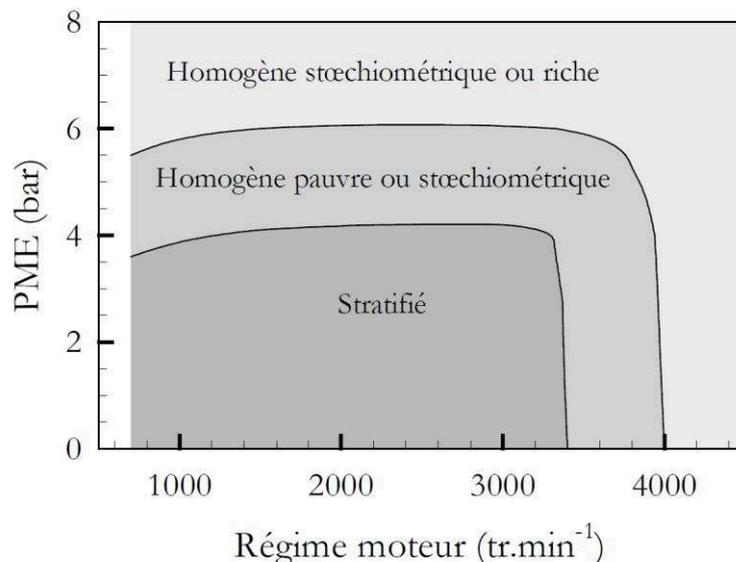
### I.1.1. Fonctionnement général

L'injection indirecte (IIE) a longtemps été la technologie utilisée pour les moteurs à essence mais est aujourd'hui largement supplantée par l'injection directe. Avec cette technologie, l'injection d'essence se produit dans la tubulure d'admission pendant le remplissage du moteur. Comme indiqué sur la Figure 1, le mélange air-carburant arrive donc déjà formé dans la chambre de combustion et est ensuite compressé avant d'être allumé par la bougie d'allumage. Le rendement maximal est théoriquement obtenu lorsque le mélange est stœchiométrique, i.e. les proportions d'air et de carburant sont idéales pour avoir une combustion complète. En pratique, le meilleur rendement est obtenu pour un mélange légèrement pauvre, mais ce mélange n'est pas exploité car il entraîne une diminution de l'efficacité du catalyseur 3 voies en raison de la baisse de température des gaz brûlés.



**Figure 1.** Illustration des modes de fonctionnement d'un moteur à injection indirecte et à injection directe

Dans un moteur à injection directe (IDE), l'essence est injectée directement dans la chambre de combustion (Figure 1). L'injection de carburant est indépendante de l'admission d'air. Ainsi, l'injection n'est plus obligatoirement synchronisée avec le début de la phase d'admission mais peut être réalisée à tout moment durant l'admission ou la compression. Cette configuration nécessite une pression d'injection suffisamment élevée (généralement 100 bar) pour vaincre la contre-pression dans le cylindre qui peut atteindre 30 bar en fin de compression. Le timing d'injection est dicté par le régime moteur et la charge (Figure 2). Deux modes de fonctionnement sont alors possibles : le mode homogène et le mode stratifié.



**Figure 2.** Exemple de fonctionnement d'un moteur à injection directe en fonction de la charge et du régime (Iwamoto et al., 1997)

### I.1.1.1. Mode de fonctionnement homogène

La combustion homogène est utilisée à forte charge (Figure 2) pour des points de fonctionnement qui utilisent toutes les capacités du moteur. La combustion est réalisée à la stœchiométrie avec la meilleure homogénéité possible pour être la plus énergétique possible.

Pour atteindre ces conditions, l'injection directe est utilisée de la même manière que l'injection indirecte. La Figure 3, décrivant un cycle moteur en fonctionnement homogène, montre que l'injection du carburant est réalisée au début de la phase d'admission de l'air de manière à laisser le temps au carburant de correctement se mélanger avec l'air. En fin de compression, le carburant s'est correctement évaporé et forme un mélange homogène avec l'air.

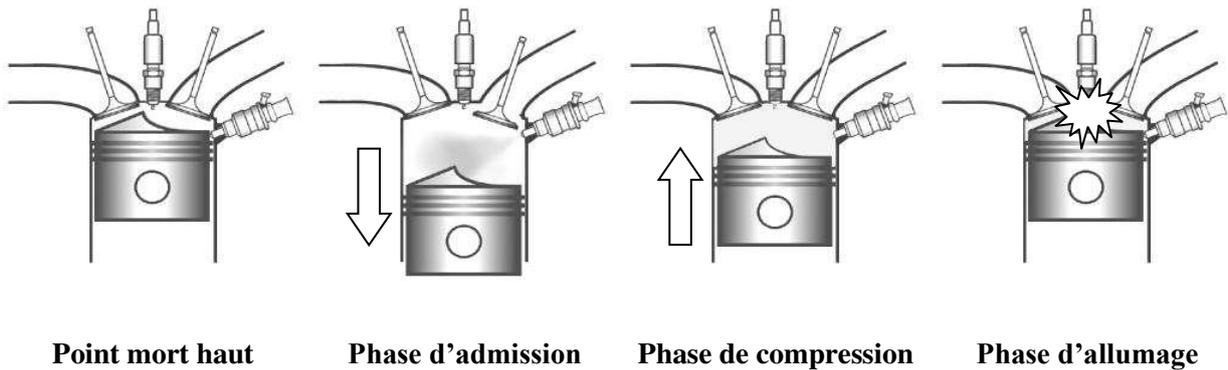


Figure 3. Déroulement du cycle moteur en fonctionnement homogène

### I.1.1.2. Mode de fonctionnement stratifié

La stratification est possible grâce à l'injection directe qui est indépendante de l'admission d'air. Comme l'indique le cycle moteur en mode stratifié décrit Figure 4, l'injection se produit durant la phase de compression, en général à partir de 70 degrés vilebrequin avant le point mort haut de la compression.

Ce mode de fonctionnement consomme moins de carburant et se limite à de faibles charges et des régimes de rotation modérés (Figure 2) car le mélange est globalement pauvre, entraînant d'une part, des difficultés d'allumage et d'autre part, un dégagement d'énergie plus faible.

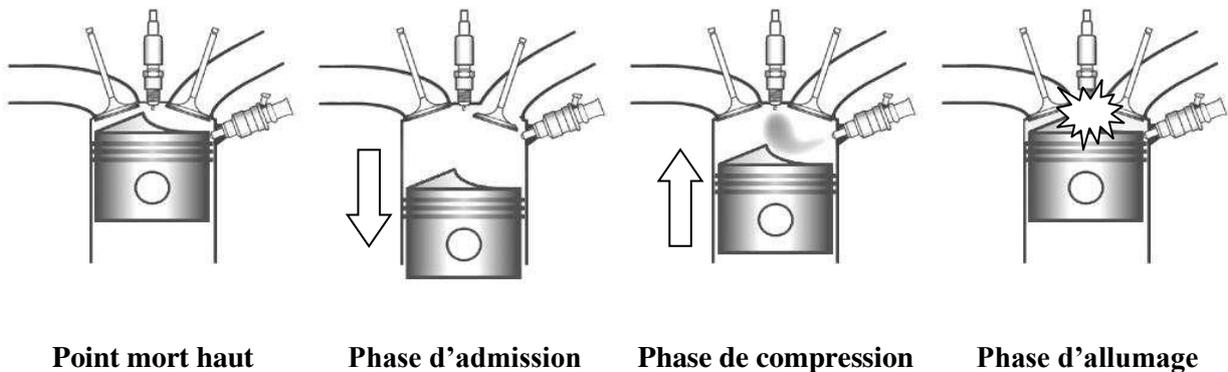


Figure 4. Déroulement du cycle moteur en fonctionnement stratifié

Le mélange air-carburant ne peut s'allumer à l'aide d'une étincelle (bougie) que si la richesse du mélange est comprise entre 0,7 et 1,2 environ. Un excès de carburant ou de comburant « étouffe » la combustion et entraîne de fortes émissions de polluants. En revanche, un front de flamme peut se propager dans des milieux pauvres jusqu'à une richesse de 0,3.

Le but de ce mode de fonctionnement est donc de former une poche de mélange d'une richesse proche de 1 autour de la bougie et de conserver un mélange très pauvre dans le reste de la chambre. Le mélange est stratifié par la formation d'une poche de carburant autour de la bougie uniquement. Ainsi, l'étincelle se produit dans un milieu stœchiométrique puis se propage dans un milieu de plus en plus pauvre.

### **I.1.2. Avantages et inconvénients**

#### **I.1.2.1. Efficacité de fonctionnement**

La réduction de consommation avec l'injection directe est possible grâce au mode de fonctionnement stratifié. Pouvoir utiliser un mélange pauvre sans pertes de performances est un grand avantage. Cette économie est également valable en mode homogène car l'injection directe du carburant dans la chambre supprime les effets de mouillage des conduits d'admission qui sont particulièrement préjudiciables pour la gestion du dosage lors des transitions de régime. Un autre moyen de réduire la consommation grâce à l'injection directe est d'utiliser la stratégie de downsizing qui consiste à réduire la cylindrée du moteur en gardant la même performance du moteur grâce à un système de suralimentation (Lecointe et Monnier, 2003 ; Leduc et al., 2003).

Karl et al. (1997) ont estimé que la baisse de consommation pour un moteur à injection directe est potentiellement de l'ordre de 20 % par rapport à un moteur à injection indirecte. Cette valeur varie en fonction du point de fonctionnement et est plus significative pour des points de fonctionnement utilisant la stratification du mélange.

De plus, l'injection directe du carburant dans la chambre refroidit la charge et ainsi réduit le risque de cliquetis au cours de la compression. Ce fonctionnement permet donc d'augmenter le taux de compression et/ou l'avance à l'allumage. De plus, en mode stratifié, l'injection du carburant durant la compression pour avoir un noyau de mélange entouré d'air limite les pertes thermiques au niveau des parois. Les pertes par pompage sont également réduites puisque l'injection directe permet de contrôler la puissance par la masse de carburant injectée plutôt qu'en étranglant l'admission d'air.

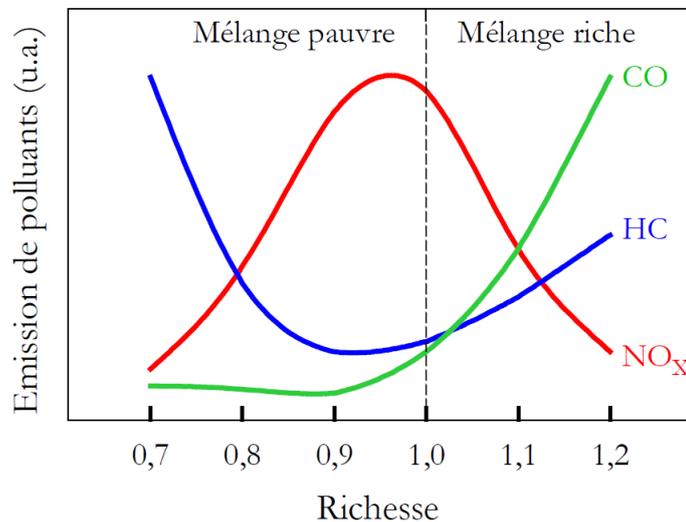
#### **I.1.2.2. Emissions polluantes**

La pollution est un phénomène ayant pour origine les résidus de combustion. Lors d'une combustion, plusieurs réactifs se combinent pour donner des produits et de l'énergie. Si la combustion est parfaite, les espèces produites sont du dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ), de l'eau ( $\text{H}_2\text{O}$ ), du dioxygène ( $\text{O}_2$ ) et de l'azote ( $\text{N}_2$ ). Même si l'eau et l'azote sont neutres pour l'environnement, des réactions annexes en chaîne créent d'autres molécules à l'origine de la pollution (Heywood, 1975). Lorsque le mélange est de mauvaise qualité et la combustion incomplète, ces produits polluants sont formés en plus grande quantité. Dans un mélange trop riche, une partie du carburant ne sera pas brûlée à cause du déficit en dioxygène, ce qui produira des hydrocarbures imbrûlés (HC) mais aussi du monoxyde de carbone (CO) extrêmement toxique. Et dans le cas d'un mélange trop pauvre, il y a une production accrue de monoxyde d'azote (NO) par oxydation entre le  $\text{NO}_2$  et les hydrocarbures imbrûlés lors du refroidissement. C'est cette espèce chimique qui est en grande partie responsable de l'effet d'ozone.

Le  $\text{CO}_2$  étant un produit normal de combustion, la réduction de sa quantité formée est directement liée à la réduction de la masse de carburant brûlée. En revanche, le recours à la combustion stratifiée pour réduire la quantité de carburant brûlée pose des problèmes au niveau des émissions des autres polluants et notamment des oxydes d'azote ( $\text{NO}_x$ ) et des hydrocarbures imbrûlés (HC). Les émissions de monoxyde de carbone (CO) sont quant à elles peu modifiées par l'utilisation de l'injection directe.

### Emissions de $\text{NO}_x$

La réduction de la quantité de  $\text{NO}_x$  formés passe généralement par la réduction de la richesse globale du mélange. La baisse de température des gaz d'échappement due à la plus faible richesse du mélange entraîne une minimisation du mécanisme de « NO thermique ». Des mesures de polluants effectuées en sortie d'un moteur à essence fonctionnant en mode homogène sont présentées Figure 5. Une très forte diminution de la quantité de  $\text{NO}_x$  est observée quand la richesse s'éloigne de la stœchiométrie.



**Figure 5.** Evolution classique des polluants en fonction de la richesse pour un moteur à allumage commandé en mélange homogène (Jeanne, 2004)

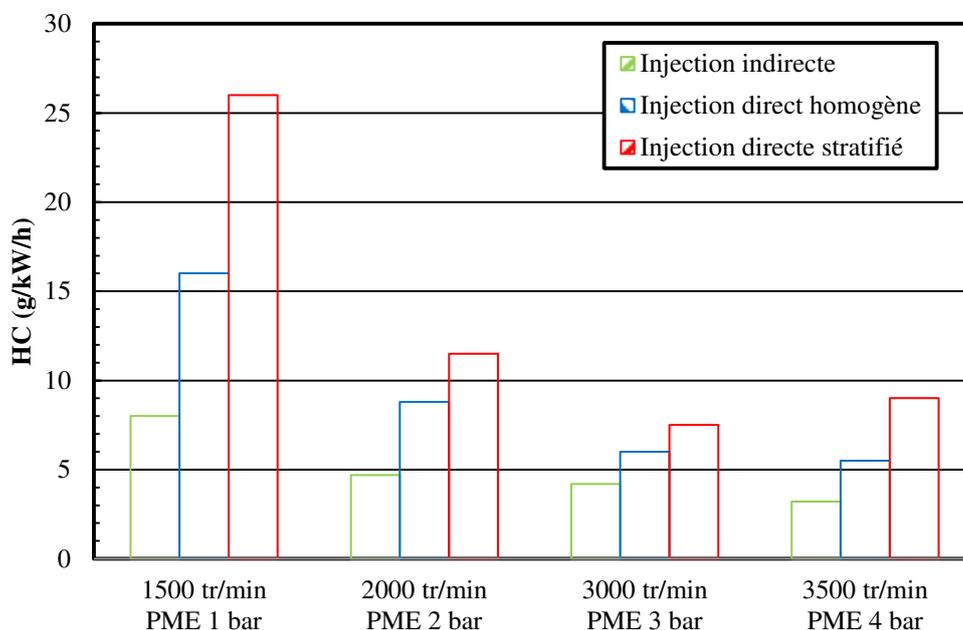
Cependant, même si l'injection directe permet de former des mélanges globalement pauvres (mode stratifié), la combustion se produit toujours dans des conditions proches de la stœchiométrie. De plus, l'augmentation du volume d'air et du taux de compression augmente la température du mélange au moment de l'allumage et limite la réduction des  $\text{NO}_x$ .

Globalement, le fonctionnement en mode stratifié produit moins de  $\text{NO}_x$  qu'une combustion homogène à la stœchiométrie, mais rend le post-traitement des  $\text{NO}_x$  plus problématique. En effet, les catalyseurs, qui équipent désormais les moteurs à allumage commandé et réduisent les  $\text{NO}_x$  en  $\text{N}_2$ , ne fonctionnent efficacement qu'en l'absence d'oxygène, donc en mélange stœchiométrique, et pour une température des gaz d'échappement supérieure à celle résultant d'une combustion stratifiée.

### Emissions de HC

Bien que l'injection directe essence permette une réduction des hydrocarbures imbrûlés lors des démarrages à froid, la quantité de HC produites pour un moteur à injection directe est globalement supérieure à celle mesurée sur un moteur à injection indirecte (Figure 6).

La combustion stratifiée est la principale responsable de la forte présence de HC dans les gaz d'échappement du moteur à injection directe. En effet, la stratification n'étant pas parfaite, la flamme se propage successivement dans des mélanges riches, où le carburant n'est pas intégralement consommé, puis dans des mélanges pauvres, où la flamme ne peut se propager. La Figure 5 montre bien ce phénomène par l'augmentation des émissions de HC quand la richesse diminue.



**Figure 6.** Emissions comparées de HC entre un moteur à injection indirecte et un moteur à injection directe pour différents points de fonctionnement (données PSA)

De plus, l'injection directe du carburant dans la chambre de combustion peut engendrer un impact sur les parois. Le film de carburant ainsi formé ne peut alors pas brûler correctement et contribue à l'augmentation des émissions de HC même en fonctionnement homogène.

Enfin, la diminution de la température de combustion observée pour le mode stratifié par rapport au mode homogène, réduit le degré de post-oxydation des hydrocarbures. En effet, dans un moteur à injection indirecte, la température des gaz d'échappement est suffisamment élevée pour permettre une post-oxydation des imbrûlés et ainsi réduire leur quantité rejetée dans l'atmosphère.

### Emissions de particules de suie

L'orientation actuelle des motorisations automobiles vers l'injection directe a fait de la production de suies un enjeu majeur des problématiques de pollution. Il est aujourd'hui clairement établi que leur présence dans les gaz d'échappement constitue un danger pour la santé humaine.

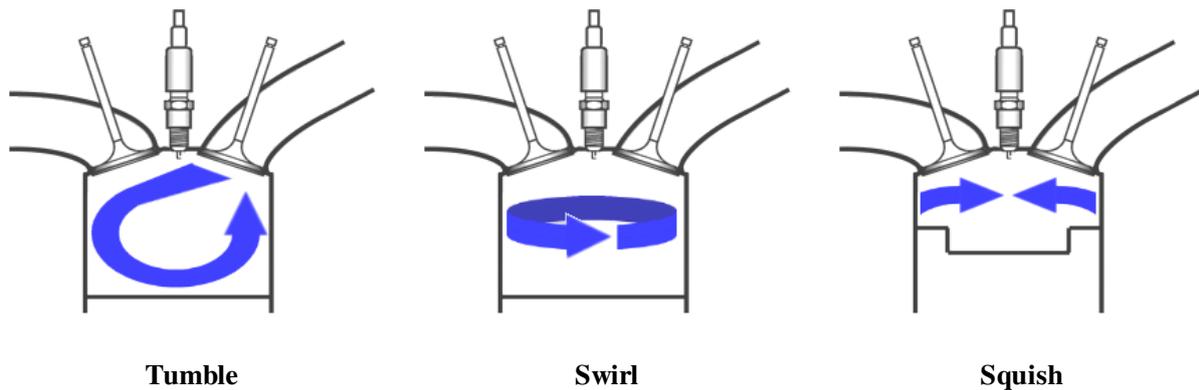
La présence d'hydrocarbures imbrûlés, en grand nombre notamment dans les zones de mélange riche, en mode stratifié favorise la formation de suies. Celles-ci peuvent éventuellement être oxydées par la suite mais uniquement pour des températures suffisamment élevées ( $\geq 1500$  K). Comme la température des gaz d'échappement est plus faible en mode stratifié, l'oxydation des suies est également limitée. Les moteurs à injection directe sont donc beaucoup plus susceptibles de produire des suies que les moteurs à injection indirecte.

### I.1.3. Stratégie de mélange

La différenciation des modes de fonctionnement ainsi que les performances et le niveau de pollution sont tous liés à la formation du mélange air-carburant. Le contrôle de celui-ci doit donc être optimisé à partir des différents éléments intervenant dans sa formation. Les différentes solutions pour les principaux paramètres de réglage du mélange sont présentées ici.

#### I.1.3.1. Aérodynamique interne

Le mouvement aérodynamique interne de l'air dans un moteur est un élément primordial dans la formation du mélange. La forme des conduits d'admission, le nombre et la position des soupapes ainsi que la géométrie de la culasse et du piston permettent de générer différentes aérodynamiques internes.



**Figure 7.** Définition des différentes aérodynamiques internes de la chambre de combustion

Les aérodynamiques internes sont en général classifiées en trois catégories : le tumble, le swirl et le squish (Figure 7). Diverses combinaisons de ces aérodynamiques de base peuvent être effectuées pour obtenir des aérodynamiques plus complexes.

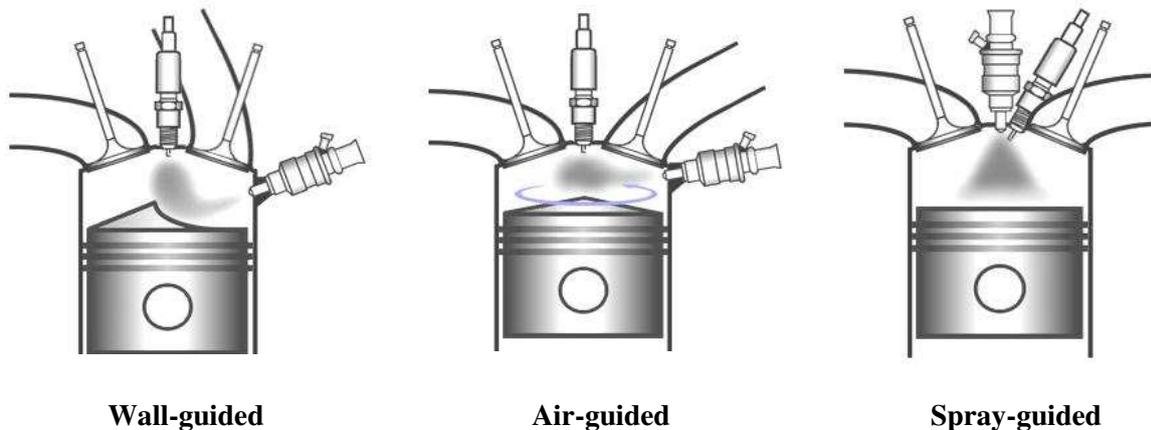
#### I.1.3.2. Géométrie de la chambre de combustion

La géométrie de la chambre de combustion est déterminante pour assurer un bon mélange de l'air avec une injection directe. Ce constat est particulièrement vrai pour le mode stratifié. De nombreuses configurations sont possibles pour atteindre le résultat souhaité et peuvent être regroupées selon trois catégories principales : les concepts « wall-guided », « air-guided » et « spray-guided » (Figure 8).

Dans le concept « wall-guided », l'injecteur est placé sur le côté de la chambre et la bougie au centre de la culasse. Le spray est orienté vers le piston qui a une forme adaptée pour renvoyer le carburant dans la zone de la bougie. Ce concept permet de laisser au carburant plus de temps pour s'évaporer avant d'atteindre la bougie. Cet allongement du trajet jusqu'à la bougie est aussi son inconvénient car il engendre une augmentation des fluctuations de la répartition du mélange.

Dans le concept « air-guided », l'injecteur et la bougie sont disposés de manière similaire au concept « wall-guided » mais le jet est davantage orienté vers la bougie. Le spray est alors transporté jusqu'à la bougie par l'aérodynamique de l'air qui peut être une combinaison des trois aérodynamiques définies précédemment. La géométrie de la culasse, de la tubulure d'admission et du piston joue un rôle déterminant dans ce concept car elle forme l'aérodynamique interne. La stratification obtenue est meilleure que pour le concept « wall-guided » et l'aérodynamique interne

limite le mouillage des parois. Par contre, cette configuration nécessite un excellent contrôle des mouvements d'air dans la chambre et de ses interactions avec le spray.



**Figure 8.** Concepts géométriques de moteurs à injection directe

Dans le concept « spray-guided », l'injecteur et la bougie sont placés au centre de la culasse. C'est la forme du spray qui détermine la stratification du mélange. L'aérodynamique étant moins influente dans cette configuration, le contrôle de la combustion est meilleur. En revanche, la proximité de l'injecteur et de la bougie pose des problèmes d'encombrement et d'encrassement de la bougie.

### I.1.3.3. Technologie des injecteurs

L'injection peut être considérée comme la première étape du mélange avant même l'intervention de la géométrie du moteur ou de l'aérodynamique interne. La qualité d'un injecteur est déterminée par sa capacité à atomiser en petites gouttes le carburant. Plusieurs familles d'injecteurs peuvent être citées en fonction de leurs caractéristiques : les injecteurs à swirl, à nappe, multi-trous ou assistés par air.

L'injecteur à swirl génère un spray sous la forme d'une nappe conique creuse dont la faible épaisseur favorise l'atomisation. La longueur de pénétration du jet est modérée ce qui représente un atout dans le cas d'une injection stratifiée où le piston est proche de l'injecteur.

L'injecteur à nappe utilise une ouverture en forme de fente pour générer une nappe liquide étendue suivant une direction et fine dans l'autre. La robustesse de son spray face aux mouvements aérodynamiques est un atout de cet injecteur pour limiter les fluctuations de combustion.

L'injecteur multi-trous, qui est dérivé de la technologie des moteurs diesel, possède plusieurs orifices et forme un spray composé de plusieurs jets. Ce type d'injecteur est aussi très robuste face aux conditions aérodynamiques et permet de positionner spatialement le spray avec précision grâce à sa flexibilité sur le nombre et l'orientation des orifices. En revanche, la pénétration importante du spray qu'il génère est un inconvénient par rapport à l'impact de carburant sur le piston.

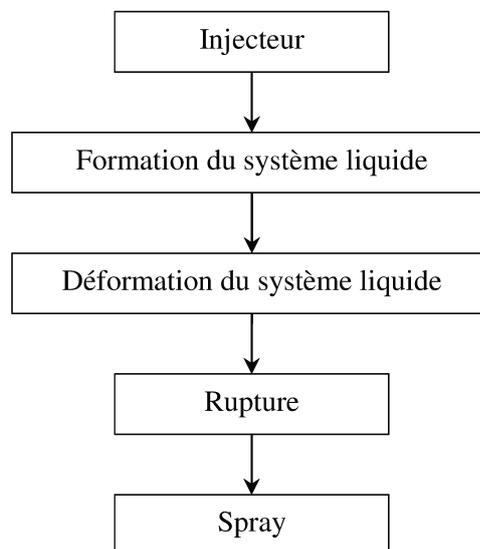
L'injecteur assisté par air était initialement utilisé pour des moteurs deux temps ou pour l'injection indirecte. Le principe de cette technologie est d'injecter de l'air autour du spray d'essence pour favoriser l'atomisation et le mélange. Cet injecteur nécessite une pression d'injection nettement plus faible que les injecteurs à simple fluide (moins de 10 bar). Malgré l'élargissement de la granulométrie du spray, le diamètre moyen des gouttes et la longueur de pénétration du spray sont

réduits par rapport à un injecteur à swirl (Houston et al., 1998). Ce type d'injecteur est néanmoins peu étudié par les constructeurs en raison de la complexification du système d'injection qu'il entraîne.

## I.2. Processus d'atomisation

### I.2.1. Mécanismes

La formation d'un spray peut être résumée en différentes étapes. Dumouchel (1996) a synthétisé le principe de formation d'un spray de la façon présentée sur la Figure 9. Un injecteur est utilisé pour former un système liquide libre dont les caractéristiques géométriques et cinématiques dépendent du type d'injecteur et des paramètres d'injection. Pour une vitesse du liquide suffisamment élevée, l'interface entre le liquide et le gaz est naturellement instable. Les perturbations qui apparaissent suite à cette instabilité conduisent finalement à la rupture du système liquide, soit en gouttes sphériques, soit en paquets de liquide qui se disloquent par la suite pour former des gouttes.

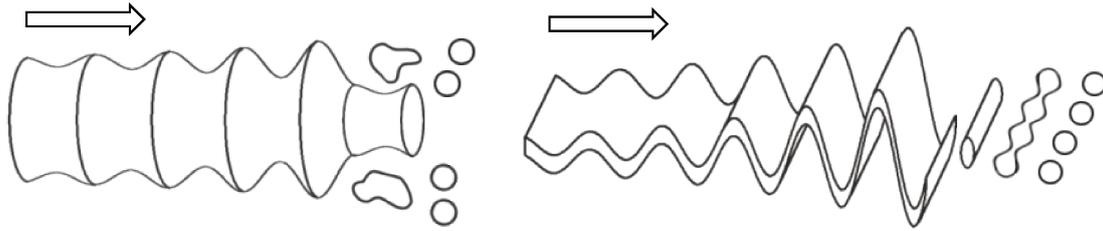


**Figure 9.** Principe de formation d'un spray (d'après Dumouchel, 1996)

La rupture du système liquide initial en paquets de liquide puis en gouttes est appelée « atomisation primaire ». Une fois formées, ces gouttes sont à nouveau désintégrées pour former des gouttes de plus en plus petites durant la phase appelée « atomisation secondaire ».

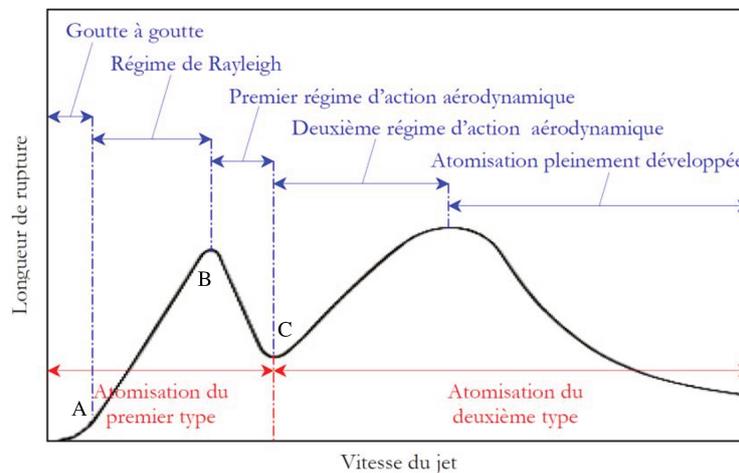
#### I.2.1.1. Atomisation primaire

L'atomisation primaire est essentiellement pilotée par les paramètres de l'injecteur tels que la géométrie interne, la pression d'injection et les propriétés physiques du liquide. La géométrie interne de l'injecteur détermine la forme du système liquide qui peut être un jet cylindrique ou une nappe liquide (Figure 10).



**Figure 10.** Processus d'atomisation primaire pour un jet cylindre (à gauche) et pour une nappe (à droite)

Robart (1995) montre qu'une fois l'injection stabilisée, une onde est générée, dont la fréquence est liée à la dynamique du fluide. La notion de longueur de rupture de jet est associée à cette onde. Plusieurs régimes d'atomisation distincts ont été mis en évidence expérimentalement en fonction de la longueur de rupture du système liquide et le différentiel de vitesse entre les phases liquide et gazeuse (Figure 11). Ces régimes sont illustrés par des images de jets sur la Figure 12.



**Figure 11.** Courbe de stabilité des jets liquides et définition des régimes d'atomisation (Lefebvre, 1989)

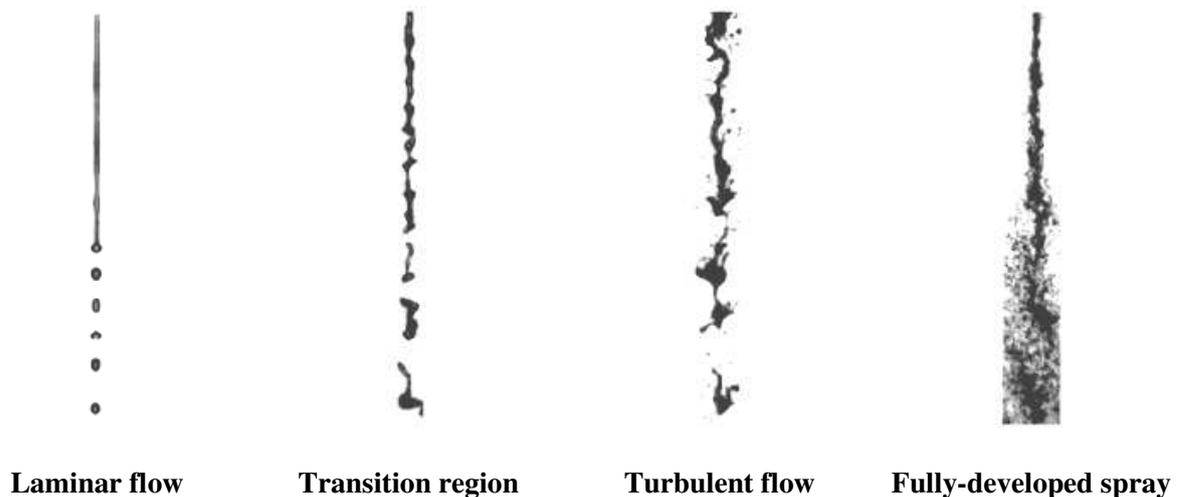
Jusqu'au point C de la courbe de stabilité du jet liquide, les régimes d'atomisation font partie de la catégorie d'atomisation du premier type. Le différentiel de vitesse est modéré (inférieur à 40 m/s) et la longueur d'onde des perturbations est du même ordre de grandeur que la dimension caractéristique du système liquide. La déformation du système liquide entraîne alors une rupture à l'échelle du système liquide et génère des gouttes du même ordre de grandeur que sa dimension caractéristique au cours d'un processus d'atomisation relativement bien ordonné (se désordonne avec l'augmentation du différentiel de vitesse entre les phases). Trois régimes peuvent être distingués pour l'atomisation du premier type.

D'abord, le premier régime correspond à une rupture « goutte à goutte » ou « dripping flow » qui se produit dès la sortie de l'injecteur sous l'effet de la gravité. Ensuite, quand le différentiel de vitesse augmente, l'atomisation entre dans le régime dit « de Rayleigh » ou « laminar flow region ». Les perturbations subies par la nappe liquide sont alors de faible amplitude et sont gouvernées par les forces de tension de surface. Enfin, au-delà du point B, la longueur de rupture diminue avec l'augmentation de la vitesse du jet. Il s'agit d'une région de transition correspondant au « premier

régime d'action aérodynamique » où l'amplitude des perturbations est croissante et la formation des gouttes moins ordonnée sous l'effet des forces aérodynamiques qui s'exercent sur le jet.

Quand le différentiel de vitesse augmente encore, la longueur d'onde des perturbations devient plus faible que la dimension caractéristique du système liquide : il s'agit de l'atomisation du second type. Les déformations sont alors localisées sur l'interface et la rupture, qui n'a plus de caractère ordonné, génère des gouttes beaucoup plus petites que la dimension du système liquide. Nous distinguons cependant encore deux régimes différents.

D'abord, la longueur de rupture augmente à nouveau quand la vitesse croît. Il s'agit du « deuxième régime d'action aérodynamique » ou « turbulent flow region » piloté par les forces aérodynamiques dont l'aspect turbulent devient prépondérant. Enfin, le dernier régime correspond à la décroissance finale de la longueur de rupture. Le jet se fragmente dès la sortie de l'injecteur, générant tout de suite un brouillard dense de fines gouttelettes. Il s'agit de « l'atomisation pleinement développée » ou « fully-developed spray région » qui est rencontré dans les moteurs à injection directe.



**Figure 12.** Illustrations des différents régimes d'atomisation primaire (Photos CORIA)

### I.2.1.2. Atomisation secondaire

L'atomisation secondaire concerne la fragmentation des gouttes issues de l'atomisation primaire en plus petites gouttes. Vieille (1998) a montré que le régime d'atomisation secondaire est globalement contrôlé par les forces aérodynamiques, les forces de tension de surface et les forces de viscosité du gaz et du liquide.

Plusieurs nombres peuvent être trouvés dans la littérature pour caractériser l'atomisation secondaire. Parmi eux, nous pouvons citer le nombre de Weber ( $We$ ) représentant le rapport des forces aérodynamiques et des forces de tension superficielle, le nombre de Reynolds ( $Re$ ) qui est le rapport entre les forces aérodynamiques et la force de viscosité du gaz, et le nombre d'Ohnesorge ( $Oh$ ) défini comme le rapport des forces visqueuses et le produit des forces de tension superficielle par les forces d'inertie.

Les régimes d'atomisation secondaire sont généralement classés en fonction de la valeur du nombre de Weber défini par :

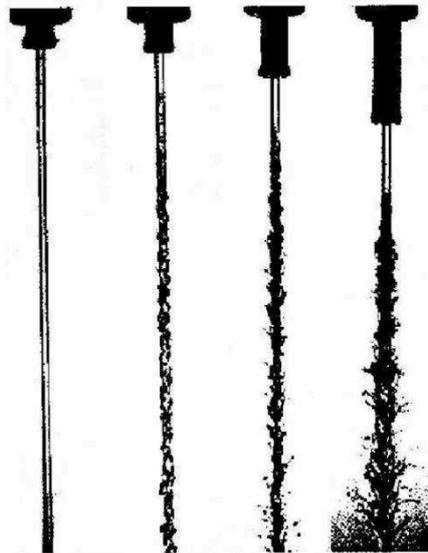
$$We = \frac{\text{Forces aérodynamiques}}{\text{Forces de tension de surface}} = \frac{\rho_g U^2 d}{\sigma} \quad \text{Eq. 1}$$

où  $\rho_g$  représente la masse volumique du gaz,  $U$  la vitesse de la goutte,  $d$  son diamètre et  $\sigma$  sa tension superficielle.

Cinq modes distincts peuvent être établis grâce au nombre de Weber (Pilch et al., 1987). Le premier est le régime vibrationnel pour  $We < 12$ . La goutte s'étire sous l'effet d'onde de surface et se décompose en gouttes plus petites. Ce régime n'apparaît que pour une différence de vitesse entre les phases très faible. Le second et le troisième sont des régimes de « rupture en sac » valables pour un nombre de Weber compris entre 12 et 100. Les forces aérodynamiques déforment la goutte en forme de sac dont l'épaisseur diminue quand la dynamique augmente. La rupture se produit à partir du fond du sac qui se fragmente en petites gouttes. Le quatrième régime est un régime d'arrachage qui se produit pour un nombre de Weber compris entre 100 et 350. Les forces aérodynamiques empêchent la goutte de conserver sa cohérence et engendrent un « épiluchage » de la périphérie de la goutte pour former des gouttes d'un diamètre très inférieur à celui de la goutte initiale. Enfin, pour un nombre de Weber au-delà de 350, nous entrons dans le régime dit « catastrophique ». La goutte se désintègre très rapidement de manière désordonnée. A partir de ce régime, nous ne sommes plus en mesure de prédire les processus participant à l'atomisation des gouttes.

### I.2.2. Rôle de la turbulence sur l'atomisation

Dumont et al. (2000) indiquent que la turbulence contenue dans le jet joue un rôle important dans l'atomisation bien que ce soit l'interaction aérodynamique qui produise l'atomisation. Le niveau de turbulence du jet peut notamment être modifié par la présence de cavitation dans l'injecteur (Yon, 2003). La turbulence est à l'origine de l'aspect irrégulier de la structure liquide, augmentant ainsi la traînée aérodynamique.



**Figure 13.** Effet de l'augmentation de la turbulence interne du jet sur son atomisation (Mac Carthy, 1972)

Dumont (2004) reporte des expériences, représentées sur la Figure 13, mettant en évidence l'impact de la turbulence interne sur le comportement du jet. La turbulence contenue dans le jet

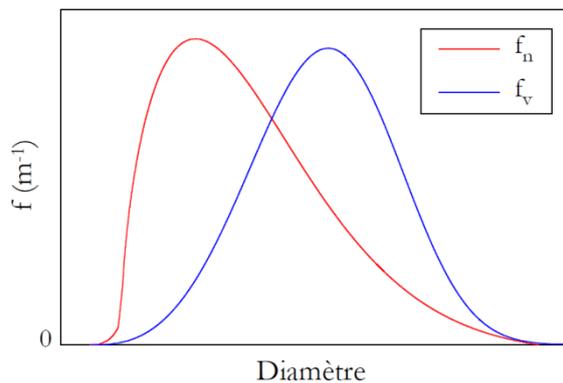
augmente de gauche à droite en modifiant le rapport entre la longueur de l’orifice de sortie et son diamètre.

Les processus de déformation et d’atomisation du jet, à des nombres de Weber critiques, sont aussi très sensibles aux petites fluctuations de l’écoulement gazeux (Wierzba, 1990). Ainsi, la turbulence du gaz peut aisément modifier les régimes d’atomisation secondaire.

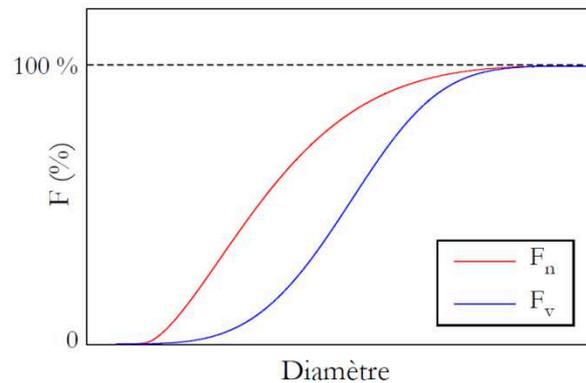
### I.2.3. Caractérisation granulométrique du spray

La taille des gouttes formées au cours de l’atomisation du spray étant déterminante dans la formation du mélange, connaître la distribution de taille de goutte est intéressant. En raison de la multitude de processus d’atomisation possibles, la distribution en taille des gouttes du spray est en général très dispersée. Des outils mathématiques de probabilité sont alors nécessaires pour caractériser le spray.

Les distributions numérique  $f_n$ , qui recense le nombre de gouttes en fonction de leur taille, et volumique  $f_v$ , qui représente le volume de liquide contenu par chaque classe de diamètre, permettent de prévoir la probabilité de rencontrer des gouttes d’un diamètre donné. La Figure 14 met en évidence que la distribution volumique est toujours décalée sur la droite de la distribution numérique car le poids statistique des petites gouttes en terme de volume est faible même si elles sont nombreuses, et inversement pour les grosses gouttes.



**Figure 14.** Représentation de la distribution de probabilité numérique et volumique d’un spray

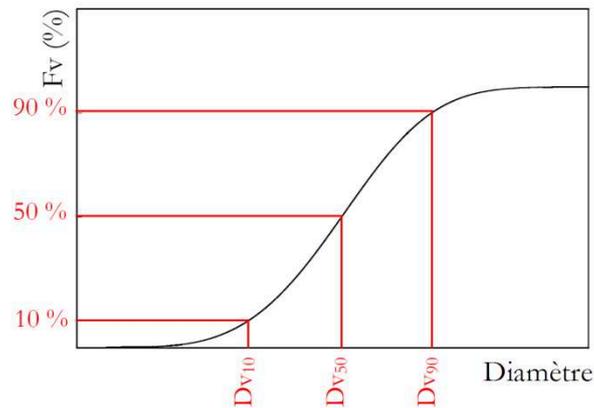


**Figure 15.** Représentation de la distribution cumulative numérique et volumique d’un spray

Des fonctions cumulatives  $F_n$  et  $F_v$  (Figure 15), comprises entre 0 et 1, peuvent être définies à partir des fonctions densité de probabilité  $f_n$  et  $f_v$  :

$$F_X(D) = \int_0^D f_X(D)dD \quad (\text{avec } x = n \text{ ou } v) \quad \text{Eq. 2}$$

Plusieurs diamètres caractéristiques peuvent être définis à partir des distributions granulométriques cumulatives pour mieux définir la répartition en taille des gouttes d’un spray. Les diamètres les plus couramment utilisés sont les diamètres caractéristiques  $Dv_{10}$ , le  $Dv_{50}$ , le  $Dv_{90}$  et le Diamètre moyen de Sauter noté  $D_{32}$  ou SMD (Sauter Mean Diameter).  $Dv_x$  représente le diamètre tel que  $x$  % des gouttes, en volume, aient un diamètre inférieur à cette valeur comme indiqué sur la Figure 16.



**Figure 16.** Définition des diamètres caractéristiques  $D_{v_x}$

Le Diamètre moyen de Sauter  $D_{32}$  représente le diamètre d'une goutte qui a le même rapport volume/surface que l'ensemble du spray.

$$D_{32} = \frac{\int_0^{\infty} f_n(D) D^3 dD}{\int_0^{\infty} f_n(D) D^2 dD} = \frac{\int_0^{\infty} f_v(D) dD}{\int_0^{\infty} f_v(D) D^{-1} dD} \quad \text{Eq. 3}$$

Ce diamètre est essentiel dans le cas d'un mélange destiné à la combustion puisque il représente la surface d'échange disponible pour évaporer un volume de liquide donné. En effet, la surface d'une goutte pilote les échanges thermiques avec l'extérieur et donc le temps d'évaporation.

### I.3. Interactions entre les deux phases

Lors de l'injection, le but est de former un mélange entre l'air initialement présent et la phase liquide introduite. Cela passe d'abord par une atomisation efficace du liquide comme nous venons de le voir, et ensuite par le biais d'échanges entre les deux phases, qu'ils soient dynamiques pour la dispersion des gouttes, ou massiques pour l'évaporation de la phase liquide. La différence de dynamique entre les deux phases entraîne une modification de l'aérodynamique du gaz par le transfert local d'énergie cinétique du spray vers le gaz. La phase liquide impose donc une aérodynamique au gaz. L'évaporation de la phase liquide pour former un mélange gazeux est par la suite régie par les échanges de masse et de chaleur entre le liquide et le gaz.

L'influence réciproque de l'écoulement fluide sur les particules se traduit par différents mécanismes d'interaction entre les deux phases. Ces mécanismes peuvent aboutir à un impact de la phase liquide sur la phase gazeuse ou inversement, mais aussi à un couplage entre les deux phases par des impacts réciproques. Nous trouvons diverses études dans la littérature sur des impacts tels que l'entraînement d'air, la déviation des gouttes ou la concentration préférentielle des gouttes.

#### I.3.1. Entraînement d'air

Le passage d'un spray à haute vitesse dans un gaz génère un brassage du gaz environnant jusqu'à lui imposer une vitesse proche de la sienne par transfert d'énergie cinétique. Ce phénomène est appelé entraînement d'air. Le débit massique d'entrée de gaz dans le jet peut être défini par :

$$\dot{m}_e = \iint_S \rho_e u_n dS \quad \text{Eq. 4}$$

En se basant en premier lieu sur des jets monophasiques, Ricou et Spalding (1961) ont déterminé un coefficient d'entraînement  $Ke$  tel que :

$$\frac{\dot{m}_e}{\dot{m}_i} = K_e \frac{Z}{d_i} \sqrt{\frac{\rho_e}{\rho_i}} \quad \text{Eq. 5}$$

où  $\dot{m}_e$  représente le débit massique d'air entraîné,  $\dot{m}_i$  le débit massique à travers l'injecteur,  $Z$  la distance axiale au nez de l'injecteur,  $d_i$  le diamètre de l'injecteur,  $\rho_e$  la masse volumique de l'air et  $\rho_i$  la masse volumique du gaz injecté.

Dans la région développée du jet, Ricou et Spalding (1961) montrent que  $Ke$  est constant et vaut 0,32 quand le nombre de Reynolds est supérieur à 25000. D'autres études ont été menées sur des jets monophasiques concernant l'estimation de ce coefficient d'entraînement et la dépendance linéaire de l'entraînement d'air en fonction de la longueur de pénétration, mais les résultats obtenus sont parfois contradictoires. Par exemple, Hill (1972) trouve que la dépendance linéaire de l'entraînement d'air n'est plus valable en proche sortie de l'orifice. Et a contrario, Boguslawski et Popiel (2001) montrent que cette dépendance existe proche de la sortie de l'injecteur avec une valeur de  $Ke$  égale à 0,183.

Dans le cas de l'entraînement d'air par un jet diphasique de type Diesel, Cossali et al. (1991, 1993, 1996) généralisent la formulation de Ricou et Spalding (1961) en introduisant un coefficient d'entraînement  $Ke^*$  défini par :

$$K_e^* = \frac{d\dot{m}_e}{dZ} \frac{d_i}{\dot{m}_i} \sqrt{\frac{\rho_i}{\rho_e}} \quad \text{Eq. 6}$$

Le débit massique d'air entraîné  $\dot{m}_e$  est adimensionné par le débit massique de carburant injecté  $\dot{m}_i$ , et la distance  $Z$  par rapport au nez de l'injecteur par le diamètre de l'injecteur  $d_i$ . Ainsi, cette expression postule que le débit d'air entraîné n'est pas forcément linéairement dépendant de la distance  $Z$  contrairement au cas de la région de jet développé pour un jet monophasique. La variation du débit d'air entraîné suivant l'axe  $Z$  est donc prise en compte.

### I.3.2. Réponse d'une goutte à l'aérodynamique du gaz

La propulsion des gouttes de carburant à suivre l'écoulement turbulent détermine la capacité de mélange entre les deux phases. Le mouvement d'une particule dans un écoulement peut être décrit par l'équation présentée par Maxey et Riley (1983) :

$$\begin{aligned} m_p \frac{dU_p}{dt} = & m_f \frac{DU_f}{Dt} - m_f \frac{d(U_p - U_f)}{2dt} - 6\pi a \mu_f (U_p - U_f) + (m_p - m_f)g \\ & - \frac{6\pi a^2 \mu_f}{(\pi \nu)^{1/2}} \left( \int_0^t \frac{d(U_p - U_f)}{d\sigma} \frac{d\sigma}{(t - \sigma)^{1/2}} + \frac{U_p(0) - U_f(0)}{t^{1/2}} \right) + m_f \frac{d}{dt} \left( \frac{a^2 \nabla^2 U_f}{20} \right) \\ & + \pi a^3 \mu_f \nabla^2 U_f + \frac{a^4 \mu_f \pi^{1/2}}{\nu^{1/2}} \left( \int_0^t \frac{d(\nabla^2 U_f)}{d\sigma} \frac{d\sigma}{(t - \sigma)^{1/2}} + \frac{\nabla^2 U_f(0)}{t^{1/2}} \right) \end{aligned} \quad \text{Eq. 7}$$

où  $U_p$  et  $U_f$  sont respectivement les vitesses de la particule et du fluide,  $t$  le temps,  $a$  le rayon de la particule,  $m_p$  la masse de la particule,  $m_f$  la masse du fluide déplacé,  $g$  l'accélération gravitationnelle,  $\mu_f$  et  $\nu$  respectivement les viscosités dynamique et cinématique du fluide.

Cette équation n'est valable que pour de faibles nombres de Reynolds particuliers  $Re_p$  (Eq. 8), et applicable seulement pour les petites particules telles que  $a \ll L$ , où  $L$  est l'échelle caractéristique de l'écoulement fluide.

Le nombre de Reynolds particulaire est défini à partir de la vitesse relative entre la goutte et le fluide :

$$Re_p = \frac{\rho_f |\overline{U_p} - \overline{U_f}| d_p}{\mu_f} \quad \text{Eq. 8}$$

où  $\rho_f$  est la masse volumique du fluide et  $d_p$  le diamètre de la particule.

En général, la contribution de la force de traînée est nettement supérieure à celles des autres termes de l'Eq. 7. Il est ainsi possible de ne considérer que cette dernière dans l'équation du mouvement de la particule. Comme  $Re_p \sim 1$ , nous pouvons approximer notre écoulement à un écoulement de Stokes. De plus, comme  $\rho_p \gg \rho_f$ , le temps de réponse de la particule, défini à partir de l'équation de mouvement de celle-ci, dépend directement du diamètre de la goutte, de sa masse volumique et de la viscosité dynamique de l'air et s'écrit (Stokes, 1851) :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_f} \quad \text{Eq. 9}$$

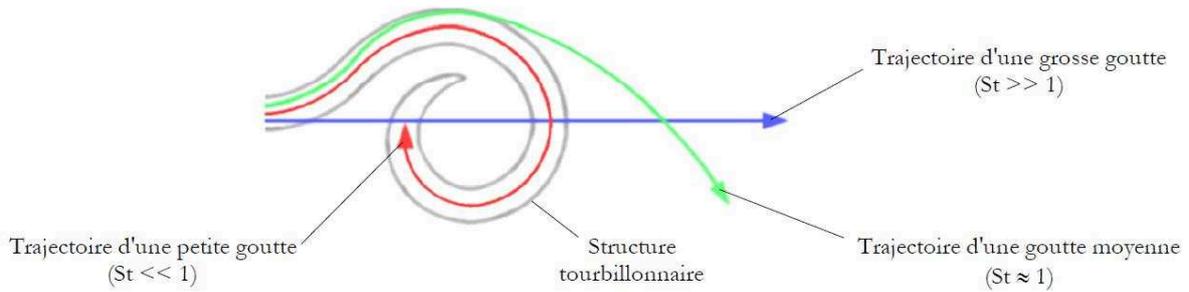
La capacité des gouttes à suivre l'écoulement turbulent dépend aussi des structures turbulentes dans l'écoulement. L'écoulement est donc caractérisé par un temps caractéristique des structures de la turbulence  $\tau_f$ , dont l'expression dépend de la configuration de l'écoulement.

Le rapport entre le temps de réponse de la particule  $\tau_p$  et le temps caractéristique de l'écoulement  $\tau_f$  définit le nombre de Stokes (St). Ce nombre sans dimension représente la faculté d'une particule à suivre un écoulement turbulent dont le temps caractéristique des structures est  $\tau_p$ .

$$St = \frac{\tau_p}{\tau_f} \quad \text{Eq. 10}$$

La Figure 17 décrit le comportement d'une particule pour une échelle de turbulence donnée (Eaton et Fessler, 1994). Si le nombre de Stokes est très supérieur à 1, alors la trajectoire de la particule n'est pas du tout affectée par les structures tourbillonnaires. Au contraire, si le nombre Stokes est très inférieur à 1, alors la particule suit parfaitement les structures de l'écoulement. Enfin, quand les deux temps caractéristiques sont similaires ( $St \approx 1$ ), la particule est déviée par l'écoulement mais ne le suit pas complètement. Dans un écoulement turbulent suffisamment dilué en particules pour ne pas avoir d'effet des particules sur l'écoulement, la capacité des particules à suivre l'écoulement fluide dépend de sa capacité à ajuster son énergie turbulente avec celle de l'écoulement (Mashayek, 1997).

La détermination du nombre de Stokes est donc nécessaire pour anticiper le type d'interactions qui va se produire entre les gouttes de liquide et le gaz. Sa dépendance au diamètre de la goutte fait clairement apparaître la nécessité de mesurer la taille des gouttes présentes dans le milieu. En effet, l'analyse fine des interactions entre les gouttes et l'écoulement gazeux est conditionnée par la gamme de tailles de goutte qui est considérée.



**Figure 17.** Influence de la turbulence sur la trajectoire des gouttes en fonction du nombre de Stokes (Crowe et al, 1988)

Eaton et Fessler (1994) mettent en évidence que les particules dont le nombre de Stokes est de l'ordre de 1 ont tendance à se concentrer dans les zones de faible vorticité et de fortes contraintes. Longmire et Eaton (1992) réalisent la même observation pour un jet rond chargé en particules pour lequel une concentration préférentielle des particules apparaît juste en aval des vortex qui se forment à l'interface du jet. La taille de ces zones de regroupement de particules est fonction du temps de réponse des particules  $\tau_p$ . L'écoulement fluide peut aussi disperser les particules par le biais des structures tourbillonnaires. Les particules qui se sont d'abord concentrées dans les zones de stagnation en aval des vortex sont ensuite entraînées vers l'extérieur du jet (Longmire et Eaton, 1992 ; Eaton et Fessler, 1994). D'après Longmire et Eaton (1992), seuls les gros tourbillons de l'écoulement fluide ont la faculté de disperser les particules en leur transmettant une quantité de mouvement radial.

### I.3.3. Couplage inverse des particules avec l'aérodynamique du gaz

Des effets de couplage inverse existent également entre l'écoulement fluide et les particules lorsque les particules ont un nombre de Stokes de l'ordre de 1. En se basant sur le modèle d'un vortex de Rankine, Eaton et Fessler (1994) déterminent le couple appliqué au fluide par une particule le traversant de son centre vers l'extérieur. Ils trouvent ainsi un ralentissement de la vitesse de rotation du centre de 26 % durant la traversée de la particule. Cette analyse simplifiée met en évidence un effet très significatif des concentrations préférentielles des gouttes sur les vortex de couche de mélange.

Le niveau de turbulence est aussi impacté par la présence des particules dans l'écoulement. Gore et Crowe (1989) et Hetsroni (1989) arrivent à la conclusion que les plus fines particules atténuent la turbulence alors que les grosses particules l'augmentent. Gore et Crowe (1989) trouvent que la taille de la particule normalisée par l'échelle caractéristique de la turbulence est le paramètre déterminant pour définir la limite entre petite et grosse particule, tandis que Hetsroni (1989) conclut que c'est le nombre de Reynolds particulaire qui est le paramètre déterminant. De plus, Squire et Eaton (1994) montrent qu'une forte concentration préférentielle de particules entraîne l'augmentation des fluctuations de vorticité à petite échelle et donc l'augmentation du taux de dissipation.

## I.4. Diagnostics optiques pour la caractérisation des écoulements diphasiques

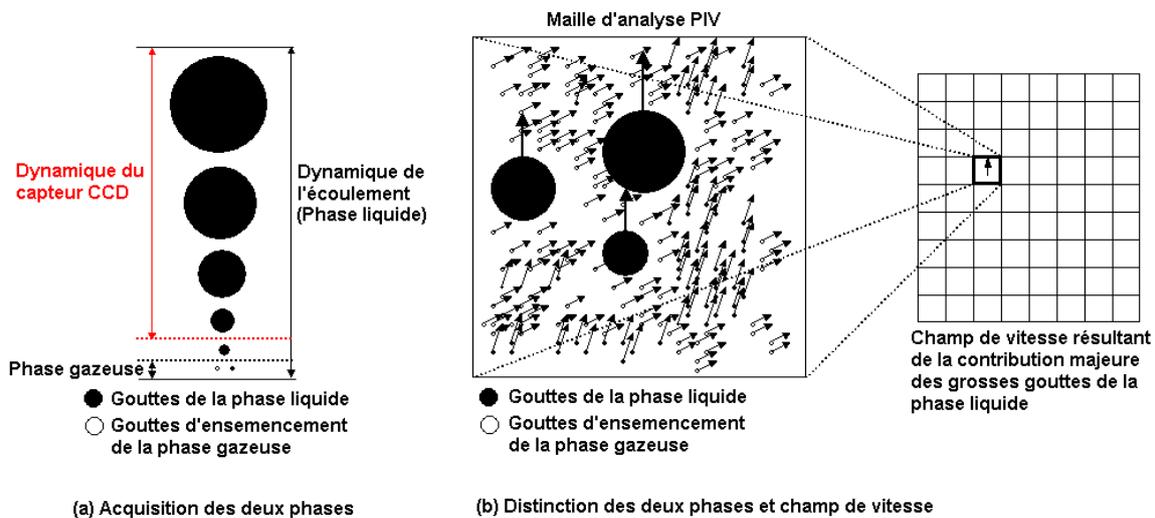
La compréhension de la formation du mélange air-carburant nécessite de connaître les vitesses des phases dans toute la chambre pour pouvoir analyser les structures de mélange. Le diagnostic optique doit donc permettre d'accéder à une cartographie 2D pour les deux composantes du plan. En outre, les vitesses instantanées de chaque phase dans un écoulement turbulent doivent être connues

simultanément pour pouvoir analyser les interactions entre les deux phases. Les diagnostics optiques tels que la Vélocimétrie Doppler Laser (LDV ou Laser Doppler Velocimetry) ou la Fluorescence Induite par Plan Laser (PLIF ou Planar Laser Induced Fluorescence) ne répondent pas à ces besoins. En revanche, la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV ou Particle Image Velocimetry) permet d'accéder à deux composantes de la vitesse instantanée dans un plan. C'est pourquoi la PIV est le diagnostic optique utilisé pour notre étude.

### I.4.1. Contraintes liées aux écoulements diphasiques

La PIV est une technique qui s'appuie sur le suivi des particules présentes dans l'écoulement, soit des gouttes pour la phase liquide, soit des particules d'ensemencement, ou traceurs, pour la phase gazeuse (cf Section III.1.1 pour le principe de la technique PIV). Dans le cas d'un mélange diphasique, nous cherchons à avoir accès aux vitesses de la phase liquide et de la phase gazeuse. Il se pose alors divers problèmes liés à l'acquisition des images et à leur traitement.

La première difficulté est liée à la dynamique de la caméra (nombre de niveaux de gris disponibles pour décrire l'intensité des particules). Comme l'indique la Figure 18a, les traceurs du gaz sont très petits pour pouvoir suivre l'écoulement alors que la distribution des gouttes du spray est dispersée et comporte donc des gouttes ayant un grand diamètre (plusieurs dizaines de  $\mu\text{m}$ ). Donc, la diffusion de la nappe laser par les grosses gouttes du spray est beaucoup plus intense que la diffusion par les traceurs du gaz. Les caméras ont alors généralement du mal à détecter les plus petites particules sans saturer au niveau des plus grosses.



**Figure 18.** Difficultés de la PIV en milieu diphasique : (a) Dynamique de la caméra et (b) Biais statistique du calcul de corrélation (Kosiwczuk, 2006)

Le second inconvénient se révèle être la différence de dynamique entre les phases. Il peut facilement y avoir un rapport 10 entre les vitesses du spray et du gaz environnant durant l'injection. Cette spécificité est un inconvénient majeur lorsqu'une seule source laser est utilisée pour acquérir simultanément la dynamique des deux phases.

La troisième difficulté concerne la différenciation des phases pour le calcul de corrélation. En effet, dans les zones où les deux phases sont présentes comme dans l'exemple de la Figure 18b, la différence de dynamique de taille implique un poids statistique des gouttes du spray nettement plus important que celui de l'ensemencement. Les gouttes du spray biaisent alors le calcul de corrélation et

masquent les traceurs du gaz. Il est donc nécessaire de séparer les deux phases sur les images pour pouvoir réaliser un calcul de corrélation non biaisé.

Ces principales difficultés liées à la nature diphasique de l'écoulement nous obligent donc à adapter le diagnostic de PIV classique pour accéder simultanément à la vitesse instantanée de chaque phase. Un tour d'horizon de la littérature actuelle sur les mesures de vitesses en milieu diphasique permet d'avoir une vue d'ensemble des solutions envisageables pour faire face à ces difficultés.

### I.4.2. Synthèse des solutions envisageables

Durant la dernière décennie, différentes méthodologies pour la mesure de vitesse dans un milieu diphasique ont été proposées. La plupart de ces diagnostics utilisent une combinaison de diffusion de Mie et de fluorescence pour acquérir et séparer les deux phases. L'ensemble des méthodes peut être décomposé en deux catégories : celles utilisant un post-traitement des images pour séparer les phases avant le calcul de corrélation et celles séparant les phases directement au moment de l'acquisition et ne nécessitant donc pas de post-traitement des images.

#### I.4.2.1. Séparation des phases par traitement d'images

Les méthodes basées sur le post-traitement des images peuvent être utilisées dans deux configurations. Soit l'acquisition est réalisée avec une seule caméra et alors l'identification des phases est réalisée à partir du traitement d'une seule image, soit l'acquisition est réalisée avec deux caméras et alors une des images est propre à une seule phase tandis que l'autre contient les deux phases. Par une comparaison des deux images, nous obtenons une nouvelle image permettant d'avoir deux images individuelles des deux phases.

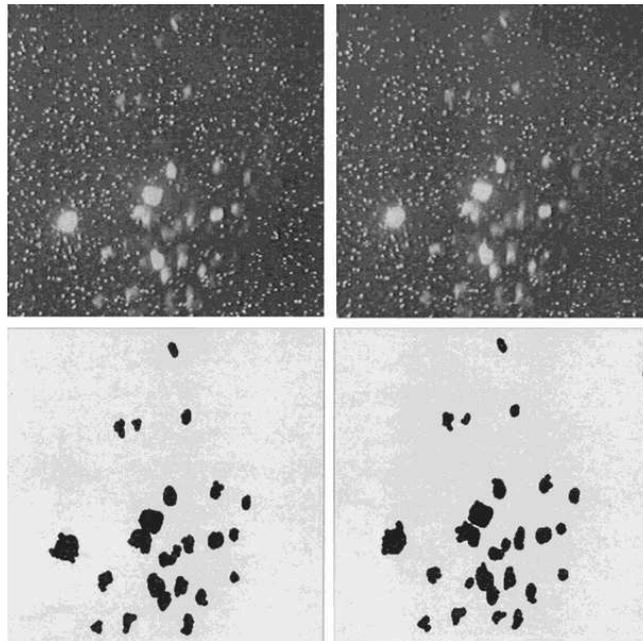
##### Montage à une caméra

La méthode basée sur le post-traitement des images est quasiment incontournable lorsqu'une unique caméra est utilisée pour les deux phases. Les traitements appliqués aux images sont généralement basés sur des critères de taille et d'intensité. L'image originale est donc transformée en deux images contenant chacune une phase. Pour ce faire, les gouttes de liquide sont repérées dans l'image originale puis extraites pour former une image de la phase liquide. Les particules restantes sur l'image originale composent alors une image de la phase gazeuse.

Ce qui différencie les différentes méthodes utilisées avec un montage à une caméra, c'est la méthode de détection des particules dans l'image. Dans le cas où les particules de chaque phase ont des tailles nettement différentes, un critère dimensionnel sur les particules détectées dans l'image est suffisant pour séparer les phases comme sur l'exemple présenté par la Figure 19 (Lindken et al., 1999 ; Vignal et al., 2004). Jakobsen et al. (1996), quant à eux, utilisent l'intensité du signal des particules pour séparer les deux phases. Dans leur étude d'un écoulement d'air chargé de billes de verre ( $D_{\min} = 25 \mu\text{m}$ ), Khalitov et Longmire (2002) détectent les particules de l'écoulement à l'aide d'un algorithme basé sur le gradient du second ordre de l'intensité. La discrimination des traceurs (environ  $1 \mu\text{m}$ ) de l'air et des billes de verre est ensuite basée à la fois sur leur taille et sur leur intensité.

Toutefois, les lois de la diffraction atténuent la différence de taille sur les images entre les traceurs du gaz et les gouttes de liquide. Cela empêche généralement l'utilisation de cette méthode de discrimination (Tóth et al., 2004) qui est réservée aux écoulements dilués où la granulométrie des deux phases est contrôlée afin que ce critère soit efficacement sélectif. Dans le cas d'un critère basé sur

l'intensité de l'émission de lumière, le problème reste entier puisque l'intensité locale est fonction de la densité et de la granulométrie des particules.



**Figure 19.** Paire d'images PIV avec une distribution de petits traceurs et de grosses particules solides (en haut) et les masques de séparation des phases (en bas) (Linkden et al., 1999)

Rottenkolber et al. (2002) ont proposé d'utiliser un colorant fluorescent (Dichlorométhane ou DCM) pour marquer l'ensemencement du gaz et de réduire l'intensité de la diffusion de Mie des gouttes de la phase liquide par un filtre optique afin d'acquérir les deux phases sur la même image en contrôlant l'intensité lumineuse de chaque phase. La séparation des phases est ensuite réalisée suivant deux méthodes. La première est basée sur la distribution du niveau de gris dans l'image pour établir un seuil permettant de générer un masque d'une des phases. L'image originale à laquelle le masque a été appliqué est superposée avec une image uniforme pour former l'image de la première phase. Les pixels restants de l'image originale sont aussi superposés à une image uniforme pour former l'image de la seconde phase. Un algorithme PIV standard est finalement appliqué séparément sur les images de chaque phase. Cette méthode de séparation ne fonctionne que dans les zones où la densité de chaque phase est suffisante pour éviter un biais statistique sur la détermination du seuil. La seconde méthode s'applique dans les zones moins denses en gouttes. La discrimination des phases est basée sur la présence de deux pics de corrélation dans la fenêtre de calcul quand les deux phases apparaissent. Néanmoins, ce critère est limité au cas où les pics peuvent être distingués l'un de l'autre, autrement dit si le différentiel de vitesse entre les phases est suffisant.

### Montage à deux caméras

Pour pallier aux inconvénients qu'engendre la discrimination de chaque phase dans l'image, une solution consistant à marquer une des deux phases avec un colorant fluorescent en utilisant deux caméras a été proposée. Chaque caméra est alors dédiée à une phase. Cette solution permet aussi de s'affranchir du problème lié à dynamique de la caméra et ainsi autorise des mesures de vitesses de la phase continue très proche de la phase dispersée. Cette méthode est d'ailleurs régulièrement employée dans le cas d'études sur l'entraînement d'air par un spray pour réaliser des mesures au plus près de la frontière du spray en plaçant le colorant fluorescent dans l'ensemencement du gaz (Richter et al., 2001 ; Yamakawa et al., 2003 ; Arbeau, 2004 ; Li et al., 2005 ; Delay, 2005 ; Sepret, 2009 ; Hespel et

al., 2010). D'autres auteurs, quant à eux, ont choisi de marquer la phase liquide avec le colorant fluorescent (Towers et al., 1999 ; Böedec et Simöens, 2001 ; Tóth et al., 2004).

Ainsi, quelle que soit la phase marquée, l'image de fluorescence d'une phase est acquise par une caméra équipée d'un filtre optique sélectionnant la gamme de fluorescence du colorant, tandis que l'autre caméra reçoit la diffusion de Mie des deux phases. Ensuite, par soustraction de l'image de fluorescence à l'image de diffusion de Mie, l'image de la seconde phase seule est obtenue. Le traitement d'image est donc moins lourd qu'avec un montage à une caméra mais il nécessite une correspondance parfaite pixel à pixel des deux caméras. La différence d'étalement d'une même particule entre les deux images doit aussi être considérée. En effet, l'intensité de la diffusion de Mie est fonction du carré du diamètre de la particule alors que celle de la fluorescence est fonction du cube de ce diamètre. Cette méthode dépend donc de la probabilité que les particules de l'image de fluorescence trouvent leur correspondance dans l'image de diffusion de Mie avec une représentation dimensionnelle proche. Il s'avère donc délicat de comparer avec une seule source lumineuse les images en s'appuyant conjointement sur la diffusion de Mie et la fluorescence. En outre, la différence d'intensité entre les deux types de rayonnement oblige généralement à utiliser les caméras en limite de saturation pour avoir suffisamment de signal de fluorescence, ce qui laisse peu de marge d'optimisation.

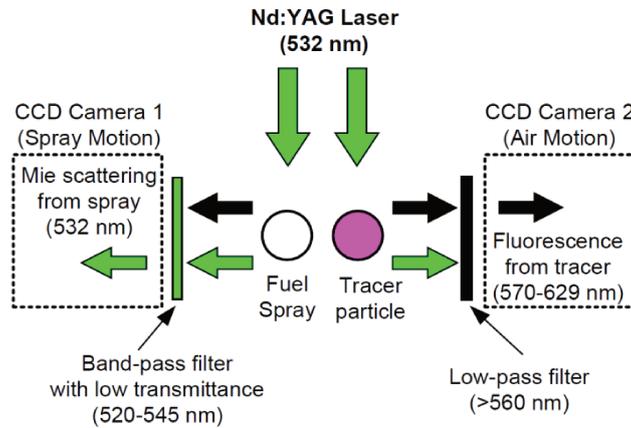
En résumé, les traitements d'images, basés sur des critères de taille et d'intensité et utilisés pour discriminer les deux phases à partir d'une seule image, se révèlent adaptés uniquement au cas d'écoulements dilués. Dans le cas de l'injection d'un liquide dans un gaz, la densité de la phase liquide est un obstacle à l'emploi de cette méthode. Le traitement d'image basé sur la soustraction des signaux de fluorescence et de diffusion de Mie, rendu possible par l'utilisation de deux caméras, est plus simple. Il ne permet cependant pas de s'affranchir des problèmes liés à la différence de section efficace et de rendement de chaque type d'émission. Le potentiel de la fluorescence pour mesurer des vitesses dans un milieu diphasique a néanmoins été montré dans ces études, et c'est ce qui a encouragé le développement de méthodes basées sur la séparation spectrale, i.e. sans post-traitement des images.

### I.4.2.2. Séparation des phases sans traitement d'images

Le principe de la fluorescence est abordé ultérieurement mais ce qui la distingue de la diffusion de Mie, c'est sa longueur d'émission qui est décalée par rapport à la longueur d'excitation. Ce décalage est mis à profit par un filtrage optique devant la caméra pour sélectionner uniquement la fluorescence du traceur en occultant la diffusion de Mie. L'acquisition des émissions de fluorescence uniquement permet également de supprimer toutes les réflexions laser sur les images de particules. L'absence de post-traitement des images nécessite évidemment l'utilisation de deux caméras pour obtenir des images séparées de chaque phase.

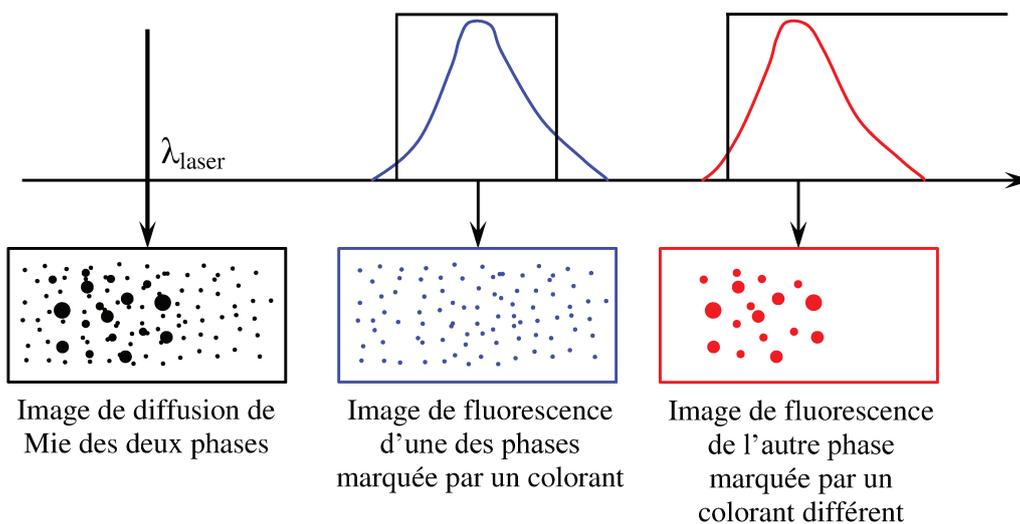
Driscoll et al. (2003), Lee et Nishida (2003) et Zhang et al. (2014) ont ainsi développé des méthodes de mesure instantanée de la dynamique d'un écoulement liquide-gaz avec une phase dispersée dense en associant la diffusion de Mie et la fluorescence. Lee et Nishida (2003) ont utilisé un traceur fluorescent (Rhodamine B) pour ensemercer l'air. La faible intensité de la diffusion de Mie de l'ensemencement du gaz par rapport à celle des gouttes du spray dans leur expérience permet de séparer les phases. La Figure 20 illustre le principe de la méthode de mesure employée pour discriminer les deux phases. L'utilisation devant la caméra 1 d'un filtre passe-bande avec une faible transmission autour de la longueur d'onde du laser permet de supprimer le signal de l'ensemencement en conservant celui des gouttes du spray. La caméra 2 est équipée d'un filtre passe-haut qui

sélectionne la fluorescence du traceur du gaz. Zhang et al. (2014) utilise le même principe mais avec une seule caméra équipée d'un doubleur d'image.



**Figure 20.** Principe de la technique LIF-PIV pour la mesure simultanée des vitesses des deux phases (Lee et Nishida, 2003)

Driscoll et al. (2003) ont mis en place un montage avec deux lasers à des longueurs d'onde différentes. Cette caractéristique est très intéressante pour deux raisons. D'abord, s'il existe encore un résidu de signal d'une phase sur l'image de l'autre phase, alors le délai PIV n'étant adapté qu'à une seule phase, la contribution du résidu à la corrélation sera nulle. Et ensuite, cette originalité offre l'avantage de pouvoir ajuster le délai inter-images (délai PIV) indépendamment pour chaque phase (autrement dit pour chaque laser). En effet, pour un spray standard, sa vitesse de propagation durant l'injection peut atteindre 100 m/s alors que le gaz se déplace à environ 10 m/s au maximum. Il existe donc un rapport d'environ 10 entre les vitesses des deux phases. Il est alors difficile de trouver un délai PIV unique qui conviendrait aux deux phases.



**Figure 21.** Schéma du principe de la PIV diphasique par fluorescence (avec un laser)

Les études présentées précédemment n'utilisant pas de post-traitement des données ne sont valables que dans certaines conditions, notamment quand l'intensité de la diffusion de Mie de l'ensemencement du gaz est plus faible que celle des gouttes du spray. Mais dans le cas d'un spray

dont la granulométrie est dispersée et qui contient des gouttes dont le diamètre est similaire à celui des particules d'ensemencement, il n'est plus possible de séparer les petites gouttes du spray et les particules d'ensemencement.

Afin de pouvoir séparer les phases quel que soit les conditions, Kosiwczuk et al. (2003 et 2006) ont proposé une nouvelle méthode n'utilisant que la fluorescence. Tóth et al. (2009) ont proposé une méthode similaire mais avec deux lasers au lieu d'un seul. Chaque phase est marquée avec un colorant fluorescent différent. La Figure 21 illustre la sélection des phases. Le décalage en longueur d'onde de l'émission de fluorescence est utilisé pour la séparer de la longueur d'onde d'excitation et de l'autre émission de fluorescence grâce à des filtres optiques adéquats. Cette méthode est celle que nous avons retenue pour cette étude. Le choix et la mise en place des différents éléments nécessaires à ce diagnostic sont présentés dans le Chapitre III.

### **I.5. Conclusion**

Le développement de nouvelles stratégies de fonctionnement pour les moteurs, notamment l'injection directe, pour améliorer leurs performances a conduit à l'augmentation des exigences pour la préparation du mélange air-carburant. Les études antérieures mettent en avant les avantages et défauts des différents choix stratégiques, ce qui permet d'aborder les nouvelles problématiques avec un certain nombre de connaissances. Elles mettent aussi en évidence la nécessité d'études expérimentales pour comprendre plus précisément les processus de mélange.

La description des phénomènes physiques et des connaissances théoriques liés à l'injection met en évidence la complexité des processus d'atomisation permettant de former le spray. Les effets conjoints de la turbulence de chaque phase sur la formation du spray rendent d'autant plus difficile la prévision des caractéristiques du spray. Les grandeurs statistiques utiles à la description quantitative de la granulométrie du spray ont été présentées.

Les interactions entre le spray et le gaz sont composées de nombreux mécanismes physiques qui sont eux-mêmes multi-paramètres. L'interdépendance de ces mécanismes rend particulièrement complexe l'identification de leur contribution. Ainsi, il est nécessaire d'obtenir des informations sur la granulométrie et la dynamique du spray ainsi que sur la dynamique du gaz avoisinant, ne serait-ce que pour estimer la traînée des gouttes ou l'échange de quantité de mouvement entre les phases. La caractérisation de tels phénomènes requiert l'utilisation de diagnostics optiques adaptés aux écoulements diphasiques. Les contraintes particulières liées à cet environnement qui sont présentées dans la littérature nous ont amenés à converger vers une méthodologie basée sur la fluorescence.



## Chapitre II : Dispositifs expérimentaux

Ce chapitre est consacré à la description des dispositifs expérimentaux permettant de mettre au point le diagnostic de PIV diphasique par fluorescence et d'étudier les interactions gaz/spray. Il se compose de trois parties. Les deux premières parties sont consacrées à la description de la chambre statique et du banc moteur. Dans la troisième partie, nous aborderons les deux injecteurs monotrou et multi-trous utilisés pour étudier les interactions gaz/spray en caractérisant leur géométrie et leur granulométrie en fonction de la pression d'injection.

### II.1. Banc d'essai en statique

La première partie de l'étude consiste à caractériser le développement du spray dans un gaz au repos ainsi que l'entraînement d'air qu'il génère. Le banc d'essai se compose d'une chambre, d'un système d'ensemencement et d'un système d'injection haute pression.

#### II.1.1. Chambre

La chambre d'injection, désignée comme la chambre statique, présentée sur la photographie de la Figure 22, est un cube en Dural de grande dimension par rapport au phénomène observé (environ 16 cm de côté intérieur). Trois de ses faces sont équipées de larges accès optiques de 11 cm de diamètre qui permettent l'utilisation du diagnostic optique avec un champ de visualisation optimal par rapport à la taille de la chambre. Ces hublots sont en quartz pour laisser passer les longueurs d'onde dans l'UV et résister au flux laser. La quatrième face latérale, opposée à celle servant à l'imagerie, est un bouchon anodisé en noir mat tout comme l'intégralité de l'intérieur de la chambre afin de limiter au mieux les réflexions du laser. L'injecteur est monté sur la face supérieure de la chambre qui peut être pivotée sur elle-même pour orienter le nez de l'injecteur sur 360°. La forme conique de la face inférieure de la chambre permet de faciliter la collection des gouttes de spray par gravité dans le fond de la chambre et a un nid d'abeille métallique installé dans le fond de la chambre permet d'éviter l'impact direct du spray dans le fond et donc le rebond de certaines gouttes. Une seconde configuration sans le nid d'abeille est utilisée pour les mesures PIV présentées dans la suite de ce manuscrit afin d'éviter un signal parasite de diffusion laser et ne pas piéger les particules d'ensemencement de l'air. L'admission et l'échappement de l'air sont placés sur cette face inférieure pour assurer la circulation d'air dans toute la cellule et faciliter la purge des particules qui tombent par gravité. L'entrée et la sortie d'air sont commandées à l'aide de deux électrovannes qui permettent d'isoler le milieu.

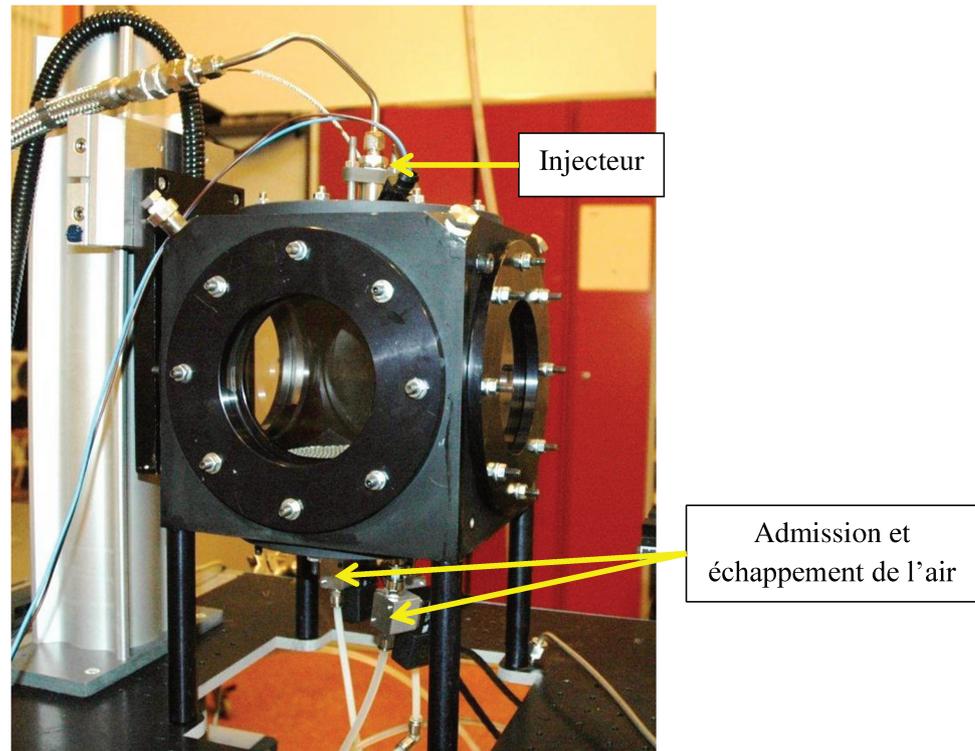


Figure 22. Chambre d'essai statique

### II.1.2. Système d'ensemencement

L'ensemencement est réalisé à l'aide d'un nébuliseur à aiguilles générant des gouttelettes de l'ordre de 1 à 5  $\mu\text{m}$  à partir d'une solution liquide. Il est couplé à un système tampon supplémentaire permettant d'éliminer les plus grosses gouttes par sélection aérodynamique (impacteur). L'élimination des plus grosses gouttes permet de se limiter à ces faibles temps aérodynamiques et d'éviter d'avoir des spots lumineux sur les images de particules en améliorant ainsi l'homogénéité de l'ensemencement. Pour notre solution d'ensemencement, le temps de réponse caractéristique  $\tau_p$  de ces particules est d'environ 25  $\mu\text{s}$ .

La chambre estensemencée en continu avec un débit constant de 4,5 L/min pour assurer un ensemencement constant dans la chambre au cours de la série d'acquisition. La faible vitesse d'injection de l'air dans la chambre (moins de 0,1 m/s) et son éloignement par rapport à l'injection évite de perturber l'écoulement dans la chambre autour du spray.

### II.1.3. Système d'injection

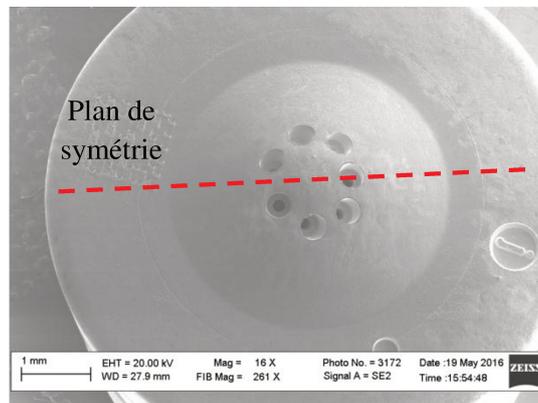
#### II.1.3.1. Caractéristiques géométriques des injecteurs

Les deux injecteurs automobiles pour IDE utilisés pour cette étude sont présentés sur la Figure 23. Le premier est un injecteur solénoïde monotrou à swirl Siemens DEKA XL1 (ref : PSA001 9636206880 1984E7) et le second un injecteur solénoïde 7 trous Bosch 13537528351 (ref BMW). L'injecteur monotrou génère un spray conique creux symétrique de révolution. L'injecteur multitrous possède 7 trous qui ne sont pas répartis uniformément autour du nez mais laissent néanmoins apparaître un plan de symétrie comme indiqué sur la Figure 24. Sept jets indépendants sont donc produits pour former le spray qui est caractérisé par un angle de Bend de 11° environ, i.e. la direction de l'injection forme un angle de 11° avec l'axe de l'injecteur.

L'unique trou de l'injecteur monotrou et l'axisymétrie de son spray permettent d'analyser plus facilement l'aspect fondamental des interactions entre les deux phases. L'injecteur 7 trous génère au contraire un spray complexe aux caractéristiques différentes de celui de l'injecteur monotrou, et équipe notre moteur monocylindre, ce qui permettra d'étudier les interactions entre les phases en conditions réalistes.



**Figure 23.** Photographies de l'injecteur monotrou (à gauche) et de l'injecteur 7 trous (à droite)



**Figure 24.** Image du nez de l'injecteur 7 trous par microscopie à balayage

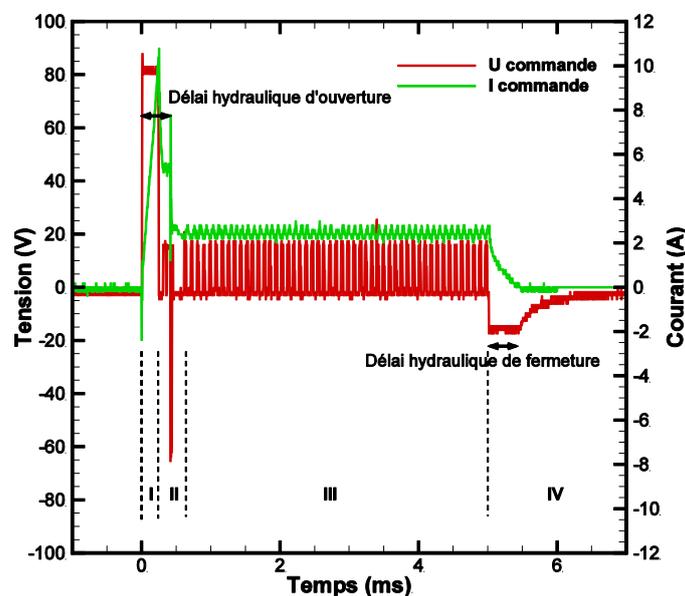
### II.1.3.2. Système de commande de l'injecteur

Les injecteurs sont commandés par le biais d'un boîtier de puissance programmable IPoD Coil (EFS). Ce boîtier se pilote à l'aide d'un créneau TTL permettant de débiter l'injection et de contrôler sa durée. C'est à partir de ce signal TTL et d'un ensemble de paramètres programmables que ce boîtier génère le signal de commande adapté à chaque injecteur. Le signal se décompose en quatre parties comme l'indique le diagramme de commande de l'injecteur monotrou sur la Figure 25 :

- la montée en courant I (ou phase de boost) pour ouvrir l'injecteur
- la décroissance du courant jusqu'à la valeur de maintien II
- la phase de maintien III dont la durée dépend du signal TTL de commande
- la fermeture de l'injecteur IV

Le signal de commande pour l'injecteur 7 trous est également composé de ces quatre phases avec des amplitudes et des durées différentes.

Il faut noter ici que la réponse de l'injecteur au signal de commande n'est pas instantanée. En effet, un délai hydraulique existe au moment de l'ouverture et de la fermeture des injecteurs. Pour l'injecteur monotrou, les délais à l'ouverture et à la fermeture sont d'environ 0,4 ms tandis que pour l'injecteur multitrous, les délais à l'ouverture et à la fermeture sont d'environ 0,3 ms. Ces délais fluctuent de l'ordre de quelques microsecondes d'une injection à l'autre. Cependant, ce jitter est négligeable par rapport aux durées d'injection considérées et n'a aucune influence sur la topologie des sprays. La référence temporelle correspond donc au front montant du créneau TTL de commande.



**Figure 25.** Diagramme de commande de l'injecteur solénoïde monotrou pour un créneau TTL de 5 ms

### II.1.3.3. Carburant et système de mise en pression

Dans ce travail, le carburant utilisé est le dodécane possédant une masse volumique  $\rho = 0,745 \text{ g.cm}^{-3}$  à  $25^\circ\text{C}$ , une viscosité dynamique  $\eta = 1,324 \text{ mPa}\cdot\text{s}$  à  $25^\circ\text{C}$  et une tension de surface  $\sigma = 25,35 \text{ mN.m}^{-1}$  à  $20^\circ\text{C}$ . Cet alcane pur a été retenu car il est extrêmement peu volatil ( $T_{\text{ébullition}} = 216^\circ\text{C}$ ) ce qui permet de s'affranchir pour cette étude des problématiques d'évaporation.

L'injection est dirigée vers le bas pour éviter que la gravité ne fasse retomber les gouttes sur l'injecteur. Ces injecteurs ayant des pressions de fonctionnement élevées pouvant atteindre 100 bar, l'alimentation en carburant est réalisée à l'aide d'un circuit en tube inox rigide de diamètre intérieur 4 mm qui relie l'injecteur à un réservoir en inox (Figure 26) éprouvé pour supporter jusqu'à 250 bar de pression. Un réservoir a été préféré à une pompe pour faciliter le nettoyage du circuit d'injection et le changement de la solution d'injection. De plus, les produits utilisés ou dissous dans la solution d'injection tels que l'éthanol ou les colorants peuvent être agressifs pour certaines pièces de la pompe,

notamment les joints qui sont susceptibles de polluer les solutions. Notre alimentation haute pression par réservoir assure la non-contamination du carburant par des matières plastiques qui pourraient induire des signaux de fluorescence parasites.

La mise sous pression du carburant dans le réservoir est réalisée par de l'azote sous haute pression. Pour s'assurer que l'azote ne se dissous pas dans le carburant une fois sous pression, des mesures avec un piston séparateur dans le réservoir entre le carburant et l'azote et des mesures sans piston séparateur ont été réalisées. Aucune différence perceptible n'a été notée sur les images de spray obtenues avec l'une ou l'autre configuration, nous permettant de conclure que l'éventuelle dissolution de gaz dans le carburant est insuffisante pour avoir un effet sur les mesures. Le réservoir est donc utilisé sans piston séparateur entre l'azote et le carburant.

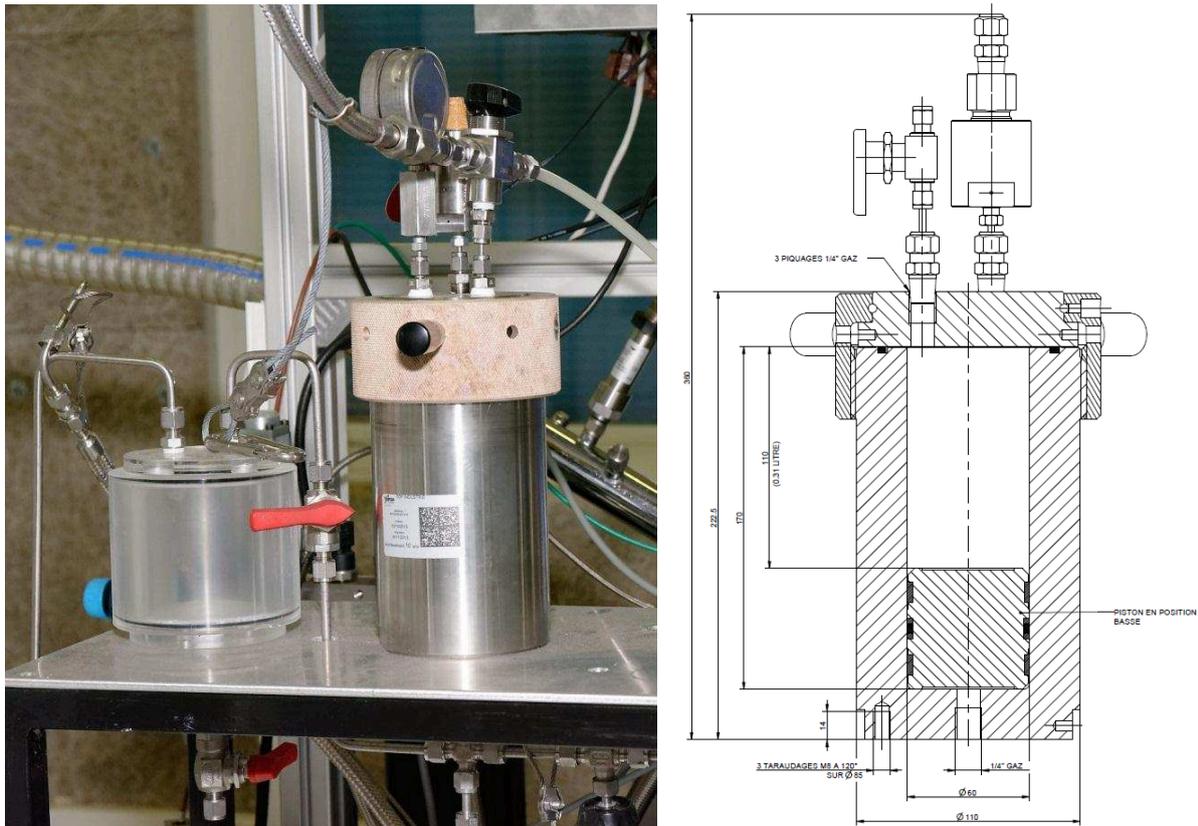


Figure 26. Photographie et plan du réservoir haute pression pour le carburant

## II.2. Banc d'essai moteur

Le moteur monocylindre transparent offre la possibilité de réaliser des mesures avec une injection dans un écoulement turbulent. Ses caractéristiques techniques permettent d'atteindre des points de fonctionnement proches des conditions aérodynamiques rencontrées dans un moteur série.

### II.2.1. Description générale

Le banc d'essai est un moteur transparent monocylindre 4 soupapes à Injection Directe Essence (IDE) développé par la société AVL pouvant fonctionner jusqu'à 3000 tr/min en entraîné ou en combustion. Afin d'éviter de perturber les mesures optiques, l'ensemble du bloc moteur est fixé sur une table absorbant les vibrations. L'alésage intérieur de la chambre illustrée Figure 27 est de 82 mm

tandis que la course du piston est de 86 mm, ce qui donne une cylindrée de 450 cm<sup>3</sup> avec un taux de compression de 8,5.

La chemise est remplacée par un cylindre en quartz d'une épaisseur de 25 mm laissant passer les longueurs d'onde UV pour pouvoir utiliser les diagnostics optiques. Le montage et le démontage de ce cylindre optique est possible grâce à un système hydraulique haute pression qui permet de descendre la platine sur laquelle repose le cylindre et d'assurer l'étanchéité avec la culasse quand le moteur est en fonctionnement. Le cylindre optique devant être régulièrement nettoyé pour assurer la qualité des mesures, ce système simple de démontage en quelques minutes est un atout dans l'utilisation répétée du moteur.

La culasse, dont le plan est présenté Figure 28, est équipée de deux emplacements de forme différente pour les injecteurs – un emplacement central et un emplacement latéral – et d'un emplacement central pour la bougie. Dans cette étude, c'est l'emplacement latéral dédié à l'injecteur 7 trous qui est utilisé et un bouchon remplace l'autre injecteur.

Le remplissage en air du moteur est assuré à l'aide d'un col sonique placé sur un réseau d'air comprimé qui permet de contrôler le débit. Ceci autorise donc une admission d'air à pression atmosphérique mais également en surpression ou en dépression.

### II.2.1. Système de contrôle AVL

L'ensemble du moteur est instrumenté avec différents capteurs dédiés à la mesure ou au contrôle. La pression de l'air est mesurée par des capteurs de pression au niveau de l'admission, de l'échappement et de la chambre. De même, la température est relevée par thermocouple à l'admission et à l'échappement. De plus, le moteur est équipé d'un codeur angulaire qui fournit la valeur de l'angle vilebrequin avec une précision de 0,1 dv. Le top tour fourni par ce capteur sert de référence pour le contrôle de l'injection et de l'allumage. Toutes ces informations sont centralisées dans un logiciel de supervision (AVL IndiCom) qui permet de suivre et d'enregistrer l'évolution des paramètres moteur au cours des cycles. Grâce à ce système de supervision, il est possible de contrôler et répéter les conditions de chaque mesure.

### II.2.2. Système d'injection

Le banc moteur est équipé d'un système d'injection composé de l'injecteur solénoïde 7 trous Bosch alimenté par une rampe d'injection et une pompe volumétrique assurant une injection stable jusqu'à 200 bar.

La présence de colorants dissous dans le carburant risque de détériorer les éléments de la pompe. Le système d'injection précédemment présenté pour la chambre statique est donc adapté en remplacement sur le banc moteur.

En revanche, le carburant utilisé n'est pas le même que dans la chambre statique. En effet, le spray de dodécane impacte beaucoup les parois et le piston car la chambre du moteur est petite et un film liquide se forme sur le cylindre optique. Ce film liquide ne s'évaporant pas avec du dodécane, les images acquises sont alors complètement inexploitables. Pour les essais dans le moteur, il a donc été nécessaire de revenir à l'utilisation plus classique de l'isooctane qui s'évapore plus rapidement que le dodécane, limitant ainsi les problèmes de formation de film liquide. La masse volumique de l'isooctane est 690 g.cm<sup>-3</sup> à 25°C, sa viscosité dynamique  $\eta=0,5$  mPa·s à 25°C et sa tension de surface  $\sigma = 18,77$  mN.m<sup>-1</sup> à 20°C.

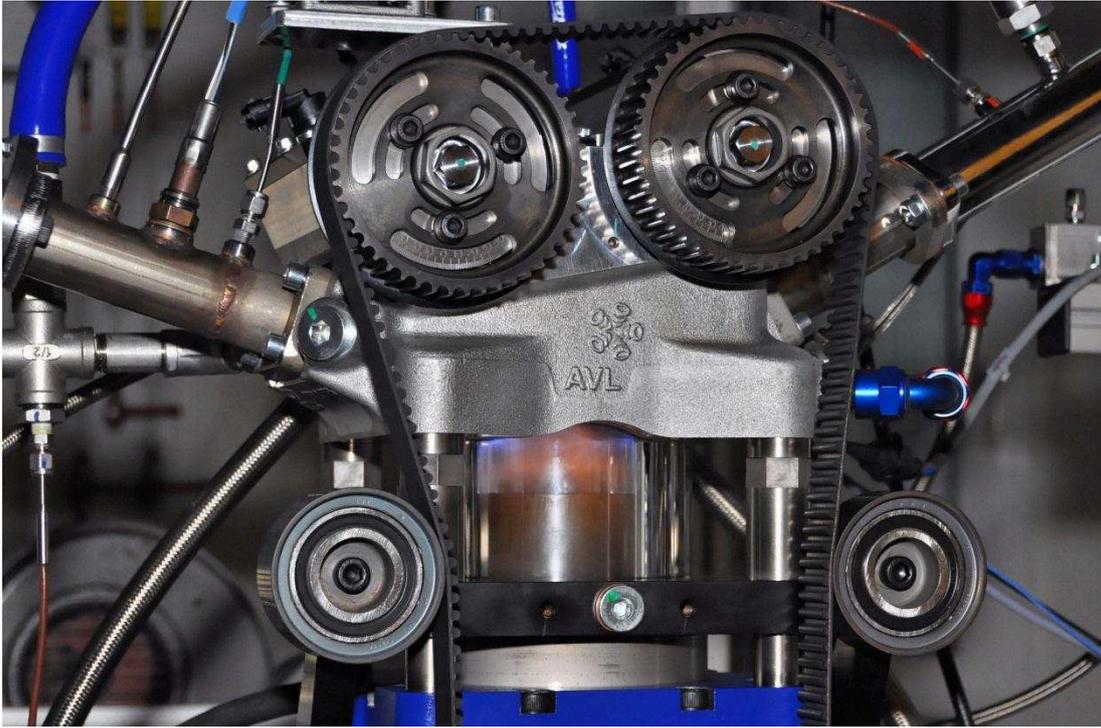


Figure 27. Photographie de la chambre du moteur en fonctionnement

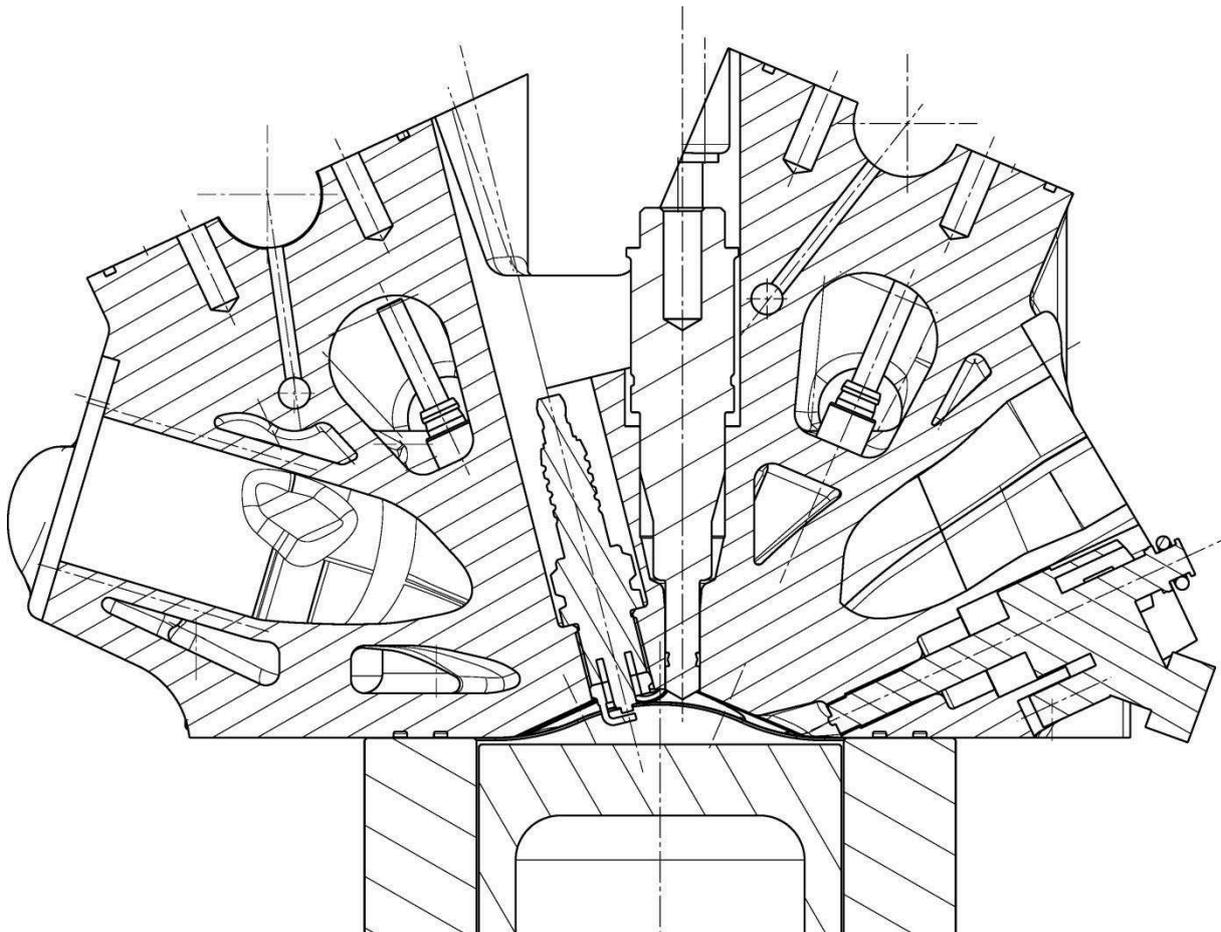


Figure 28. Plan de coupe de la culasse suivant le plan de la nappe laser

## II.3. Caractérisation des injecteurs

La description globale des sprays, dont nous allons étudier la dynamique dans l'étude des champs de vitesses (cf Chapitres IV et V), est maintenant réalisée pour établir leurs caractéristiques. La topologie et la granulométrie des deux injecteurs retenus pour cette étude sont présentées ci-dessous. Avant de décrire le spray de chaque injecteur, les principes de l'ombroscopie et de la granulométrie Malvern servant à les caractériser sont succinctement exposés.

Le taux d'introduction au cours de l'injection n'a pas été mesuré pour ces injecteurs. Le débit d'injection durant sa phase stationnaire est estimé par des pesées de masse injectée pour différentes durées d'injection. Les phases transitoires d'ouverture et de fermeture ne sont pas étudiées car les mesures de vitesses des deux phases réalisées dans la suite de l'étude ne concernent que des instants situés soit pendant la phase stationnaire de l'injection soit après la fin de celle-ci.

### II.3.1. Montages expérimentaux

#### II.3.1.1. Dispositif d'ombroscopie

La morphologie des sprays est étudiée par ombroscopie dans la chambre statique présentée précédemment. Ce diagnostic optique s'appuie sur un montage simple : une source lumineuse pulsée diffuse éclaire l'arrière de l'objet et le système de détection est placé en face de la source lumineuse (Figure 29). De plus amples détails sur cette technique peuvent être trouvés dans le livre de Boutier (2012a).

Pour cette étude, un stroboscope EG&G ELECTRO-OPTICS MVS-2601 génère un flash de lumière non cohérente d'environ  $10 \mu\text{s}$  par l'intermédiaire d'un écran rectangulaire Foster de dimension  $10,7 \times 12,8 \text{ cm}^2$ . L'acquisition est réalisée par une caméra Roper Scientific MicroMAX avec un objectif NIKON NIKKOR 50 mm ( $f/d_{\text{max}} = 1,2$ ). Elle permet d'obtenir des images de  $1300 \times 1030$  pixels sur 12 Bits avec une résolution de  $85,8 \mu\text{m}/\text{pixel}$ . L'ensemble du montage est présenté Figure 30. La porte d'intégration est fixée à  $8 \mu\text{s}$  et est synchronisée avec le flash à l'aide d'un générateur de délai Berkeley Nucleonics Corporation (BNC) de manière à acquérir un maximum de signal uniquement durant le flash.

Le spray est aussi synchronisé avec le BNC et les injections sont analysées à plusieurs temps après le début de l'injection par rapport au flash et à l'acquisition. Pour des raisons de pollution optique, les injections sont réalisées toutes les 10 secondes, le temps d'évacuer de la chambre les gouttes du spray issues des injections précédentes. Ceci limite l'accumulation des gouttes dans la chambre ainsi que le dépôt sur les hublots qui diminueraient le contraste des images.

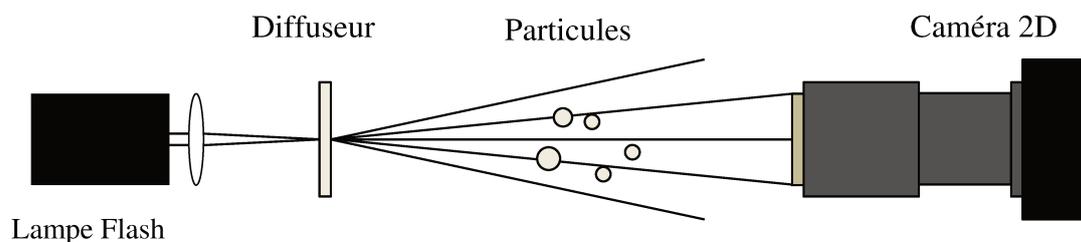
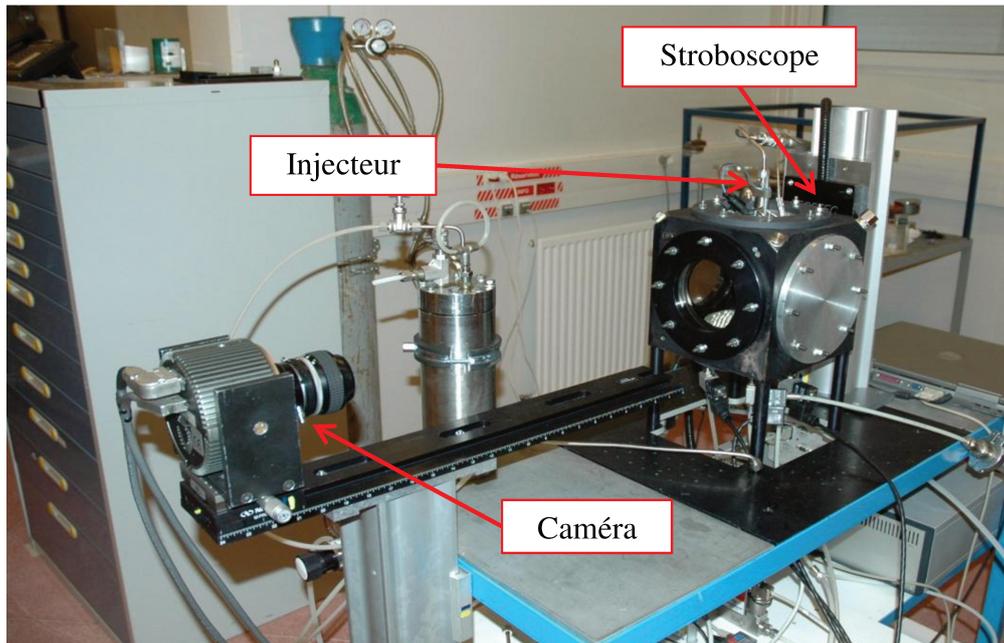
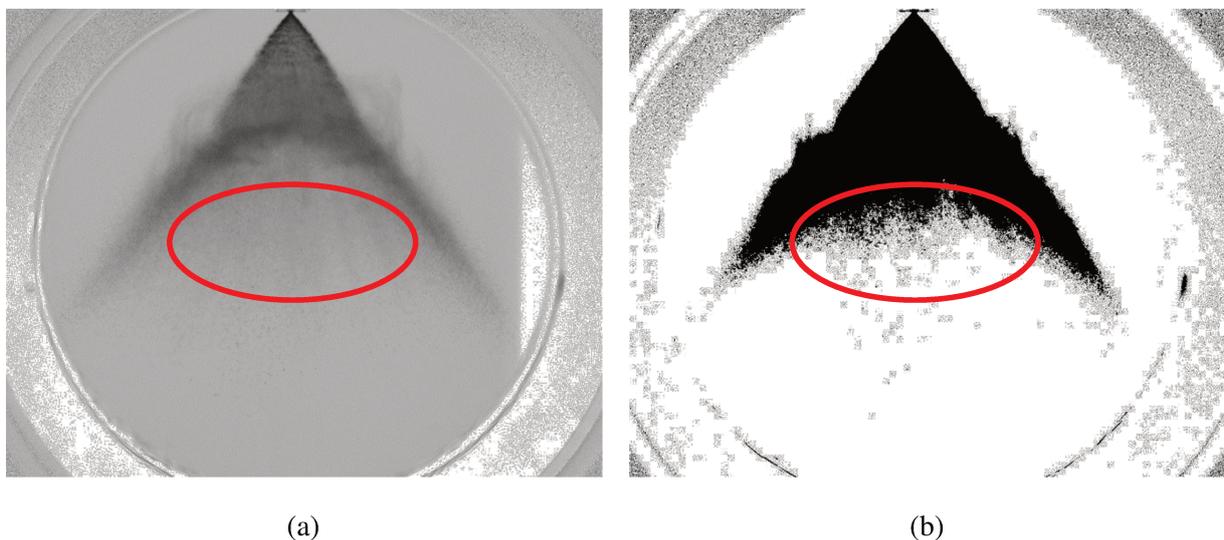


Figure 29. Schéma de principe de l'imagerie ombroscopique



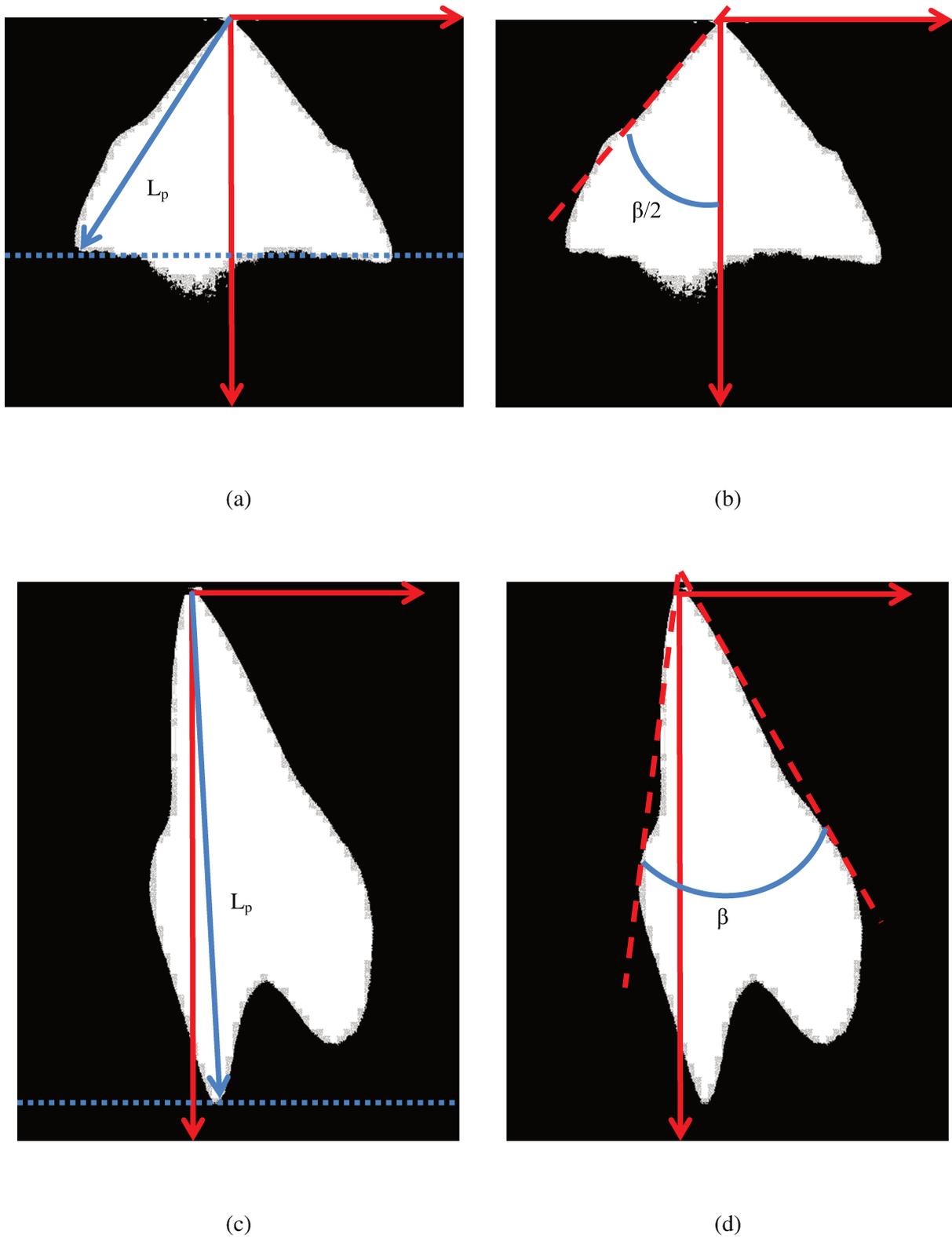
**Figure 30.** Photographie du montage pour les mesures d'ombroscopie dans la chambre statique

L'ombroscopie ainsi réalisée présente toutefois quelques limitations : la durée d'exposition est trop longue pour obtenir un contraste optimal compte-tenu du déplacement des gouttes pendant l'exposition, et l'image de la partie centrale du spray est en défaut de mise au point conduisant à un contraste réduit dans cette zone (zone rouge Figure 31). Néanmoins, la longueur de pénétration et l'angle de cône du spray peuvent être correctement relevés sur le bord du spray qui est dans le plan de mise au point.



**Figure 31.** Images ombroscopiques (a) normalisée et (b) binarisée de l'injecteur monotrou pour  $P_{inj} = 60$  bar à 2,5 ms ASOI

Les images instantanées sont d'abord normalisées par le fond lumineux pour améliorer le contraste entre le spray et le fond. Les fluctuations d'intensité de la source lumineuse sont aussi compensées à partir de l'intensité lumineuse dans une zone uniforme de l'image où le spray n'est jamais présent (Fdida, 2008).

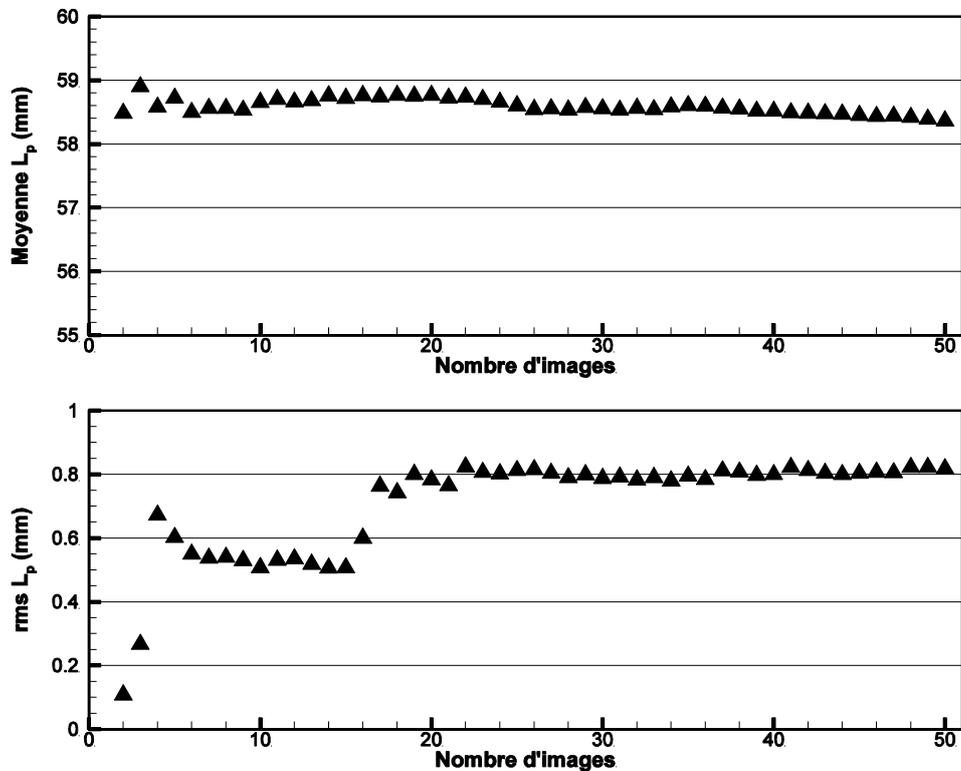


**Figure 32.** Définition de la longueur de pénétration (a) et (c) et de l'angle de cône (b) et (d) pour l'injecteur monotrou et l'injecteur multitrous

Enfin, les images instantanées sont binarisées suivant un seuil déterminé par la méthode d'Otsu (Otsu, 1979) à chaque condition de mesure. Le seuil de binarisation trouvé varie d'une image à l'autre

pour s'adapter à la forte variation de densité du spray. En effet, un seuil adapté aux premiers instants de l'injection, où le contraste entre le spray et le gaz est net, ne l'est pas pour les images de fin d'injection sur lesquelles les gouttes sont dispersées et donc moins contrastées par rapport au gaz. Ainsi, cette méthode objective de binarisation des images permet de clairement définir les frontières du spray.

Ces images binarisées permettent de relever les principales caractéristiques des sprays : angle de cône  $\beta$ , longueur de pénétration  $L_p$  et vitesse de pénétration  $V_p$ . La Figure 32 indique comment sont définis la longueur de pénétration et l'angle de cône pour chaque injecteur. La longueur de pénétration est définie comme étant la distance entre l'injecteur et la structure liquide la plus éloignée de celui-ci à un instant donné. Cette longueur a plus de sens que la distance parcourue suivant l'axe de l'injecteur dans le cas de l'étude d'un injecteur ayant un angle d'ouverture aussi grand (monotrou). En effet, considérer la distance suivant la verticale Y ne rend pas bien compte de la réelle progression du spray et en particulier de sa vitesse de propagation. La même définition de la longueur de pénétration est conservée pour l'étude de l'injecteur multitrou.



**Figure 33.** Convergence de la moyenne et de l'écart-type de la longueur de pénétration pour l'injecteur monotrou en fonction du nombre d'images

Afin d'assurer la validité des grandeurs statistiques mesurées, la convergence est vérifiée sur la longueur de pénétration à partir des images de spray de l'injecteur monotrou. La Figure 33 présente la longueur de pénétration moyenne du spray monotrou et son écart-type en fonction du nombre d'images instantanées à 2 ms ASOI. La longueur de pénétration moyenne converge très rapidement, i.e. en moins de 10 injections. L'écart-type nécessite par contre au moins 20 acquisitions pour atteindre une convergence satisfaisante. Donc, 20 injections seront réalisées pour chaque point de mesure. De plus, les fluctuations sont très faibles par rapport à la valeur moyenne indiquant une très bonne reproductivité du spray. Ainsi, nous pouvons relever les grandeurs géométriques du spray

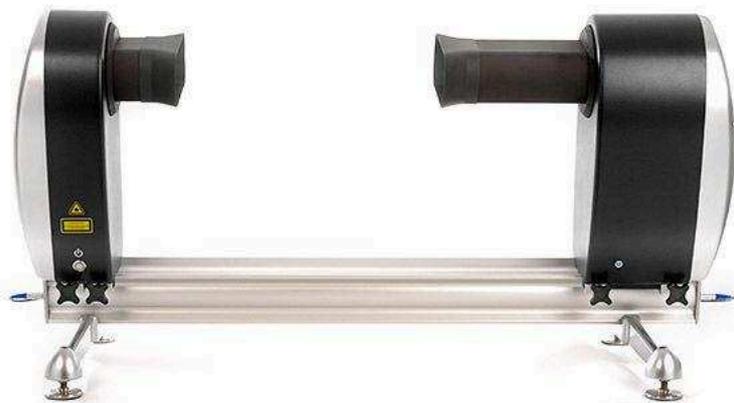
directement sur l'image d'ombroscopie moyenne au lieu de moyenner les valeurs relevées sur l'ensemble des images instantanées.

### II.3.1.2. Granulométrie Malvern

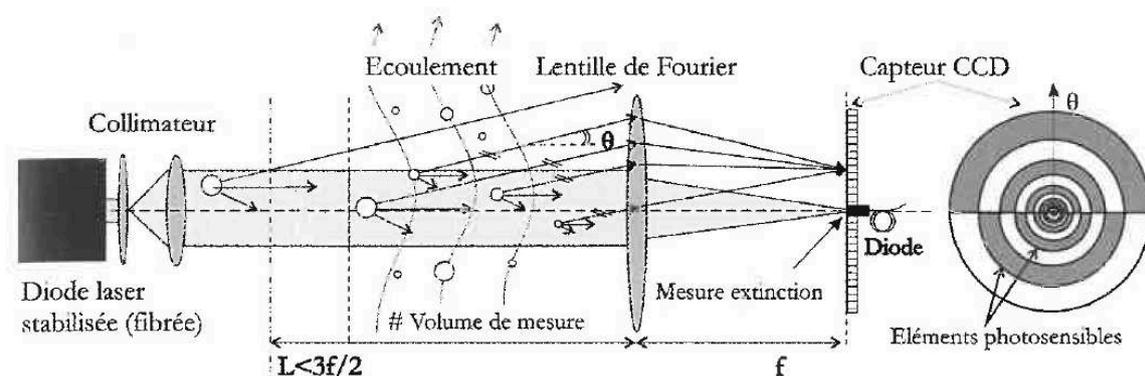
La taille des gouttes est un paramètre important pour la compréhension des interactions aérodynamiques avec l'air. En effet, le temps de relaxation des gouttes dépend de leur diamètre. Une estimation de celui-ci est donc primordiale pour correctement interpréter les champs de vitesses qui seront mesurés dans la suite de l'étude.

Les deux techniques de granulométrie laser parmi les plus utilisées qui peuvent mesurer des gouttes dont la taille est comprise entre 1 et 100  $\mu\text{m}$  sont l'interférométrie phase Doppler et la diffraction avant. Idéalement, dans l'optique d'interpréter les mesures de vitesses, il serait nécessaire de mesurer la taille de chaque goutte dont la vitesse est connue. Dans ce cas-là l'interférométrie phase Doppler est adaptée car elle fournit en simultané la vitesse de la goutte mesurée. Cependant, cette technique ne s'applique qu'en un point alors que l'objectif de ce travail est d'obtenir une cartographie 2D de vitesse en instantanée. Par conséquent, à défaut de mesurer chaque goutte séparément, l'objectif de cette mesure de la granulométrie du spray est de connaître la distribution moyenne de tailles de goutte présente dans le spray. Le système Malvern permet d'atteindre cet objectif en réalisant une mesure intégrant toutes les gouttes présentes dans la section sondée de spray.

La taille des gouttes du spray est donc mesurée sur un banc atmosphérique par granulométrie Malvern. Le système Spraytec de Malvern présenté Figure 34 réalise une mesure de taille de gouttes basée sur la diffraction avant. La Figure 35 schématise le fonctionnement de ce système de diffractométrie. Un faisceau lumineux de quelques millimètres de diamètre produit par une source laser stabilisée sonde le nuage de particules. L'intensité lumineuse diffusée par l'ensemble des particules présentes dans le volume de mesure est collectée par une lentille convergente de focale  $f$  et renvoyée sur un capteur CCD placé dans le plan de Fourier de la lentille qui enregistre le diagramme de diffraction à l'infini. Plus la particule est petite, plus l'angle de diffraction est grand. Le profil d'intensité angulaire de la figure de diffraction est modélisé par une fonction puis inversé en tenant compte de l'atténuation du faisceau source à la traversé du nuage de particules pour obtenir la distribution de taille de particule. Plus de détails sur les méthodes d'inversion peuvent être trouvés dans l'ouvrage de Boutier (2012a) ou les travaux de Swithenbank et al. (1976) ou Knight et al. (1991).

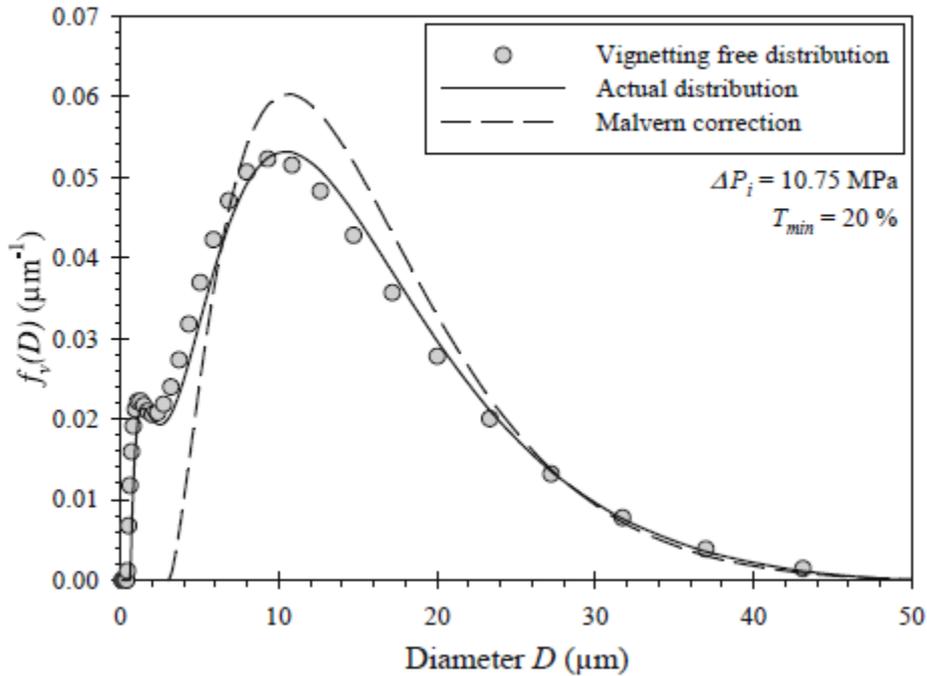


**Figure 34.** Photographie du diffractomètre laser Malvern



**Figure 35.** Schéma de principe d'un diffractomètre à Transformée de Fourier directe (type diffractomètre laser Malvern) et du capteur CCD utilisé pour enregistrer la figure de diffraction (Boutier, 2012a)

Un point important pour la mesure de granulométrie de sprays denses tels que ceux de l'étude, est le contrôle de l'extinction du faisceau à la traversée de l'échantillon pour savoir si les effets de la diffusion multiple interviennent. Bien que le système Spraytec de Malvern possède un algorithme de correction de la diffusion multiple, ce système a ses limites (Triballier et al., 2003). Les effets de la diffusion multiple et de l'algorithme de correction du système Malvern sur les distributions de taille de goutte ont déjà été étudiés. Il a été déterminé que le seuil de transmission à partir duquel la diffusion multiple a un impact significatif sur la distribution des tailles de goutte se situe environ à 40% : en-dessous de cette valeur un biais apparaît sur la distribution. Un déplacement de la distribution vers les petits diamètres est alors observé car les rayons lumineux sont diffractés plusieurs fois et touchent préférentiellement les détecteurs extérieurs du capteur du granulomètre Malvern. De plus, comme on peut s'y attendre, cet effet s'intensifie quand le taux de transmission continue de diminuer (Paloposki et Kankkunen, 1991 ; Triballier et al., 2003). L'influence de la multi-diffraction n'est pas la même sur toutes les classes de gouttes. Il apparaît que l'évaluation des petites gouttes d'une distribution est plus sensible à la multi-diffraction que celle des plus grosses gouttes. Ainsi, pour leurs conditions expérimentales, Paloposki et Kankkunen (1991) mettent en évidence le fait que la valeur de  $Dv_{50}$  commence à être sous-estimée à partir d'un taux de transmission inférieur à 50% alors que ce n'est le cas qu'en-dessous de 15% pour  $Dv_{90}$ . On retrouve aussi les mêmes conclusions dans le travail de Dumouchel et al. (2009) avec un injecteur IDE et un spray beaucoup plus fin : une sur-corrrection de la distribution de taille par Spraytec 2007 est observée, en particulier pour des taux de transmission inférieurs à 20%. L'aile des petites gouttes est largement coupée et cela augmente la proportion de gouttes autour du pic de la distribution. Cette étude montre en revanche que l'aile des grosses gouttes n'est que peu affectée par cette correction (Figure 36).



**Figure 36.** Comparaison entre la distribution réelle et la distribution obtenue à partir de la correction Malvern pour  $\Delta P_i = 10,75 \text{ MPa}$  et  $T_{min} = 20\%$  (Dumouchel et al., 2009)

Ces études montrent que l'étude des sprays denses par granulomètre Malvern peut être délicate pour obtenir une distribution de taille fiable sur toute la gamme de taille. L'objectif de notre étude granulométrique étant de déterminer la gamme de taille des gouttes générées par chaque injecteur, la correction de la diffusion multiple n'a pas été appliquée à nos mesures. La proportion de petites gouttes dans le spray sera donc probablement surestimée mais l'information sur la largeur de la gamme de taille de goutte sera conservée.

La granulométrie des sprays a été étudiée dans différentes zones de ceux-ci et à différents délais après le début de l'injection. Les distributions de taille de goutte mesurées sont moyennées sur au moins 10 injections. Pour des raisons d'encrassement et de sécurité de manipulation (injection à l'air libre), les mesures ont été réalisées avec une pression d'injection de 100 bar et une durée d'injection de 3 ms pour l'injecteur monotrou, et avec une pression d'injection de 50 bar et une durée d'injection de 2 ms pour l'injecteur 7 trous. L'injecteur 7 trous est étudié à une pression d'injection plus faible en raison de la trop grande densité optique de son spray à 100 bar qui fait chuter le taux de transmission à une valeur trop faible et donc incompatible avec une mesure fiable. Ainsi, pour toutes les mesures, le taux de transmission est au minimum de 20%.

### II.3.2. L'injecteur monotrou

Nous nous attachons d'abord ici à décrire l'aspect visuel du spray pour mettre en évidence les principales structures qui se forment lors de son développement. L'influence de la pression d'injection sur la pénétration et l'ouverture du spray est aussi investiguée. Enfin, la distribution en taille des gouttes du spray est établie à plusieurs instants de l'injection pour plusieurs zones du spray.

### II.3.2.1. Morphologie du spray

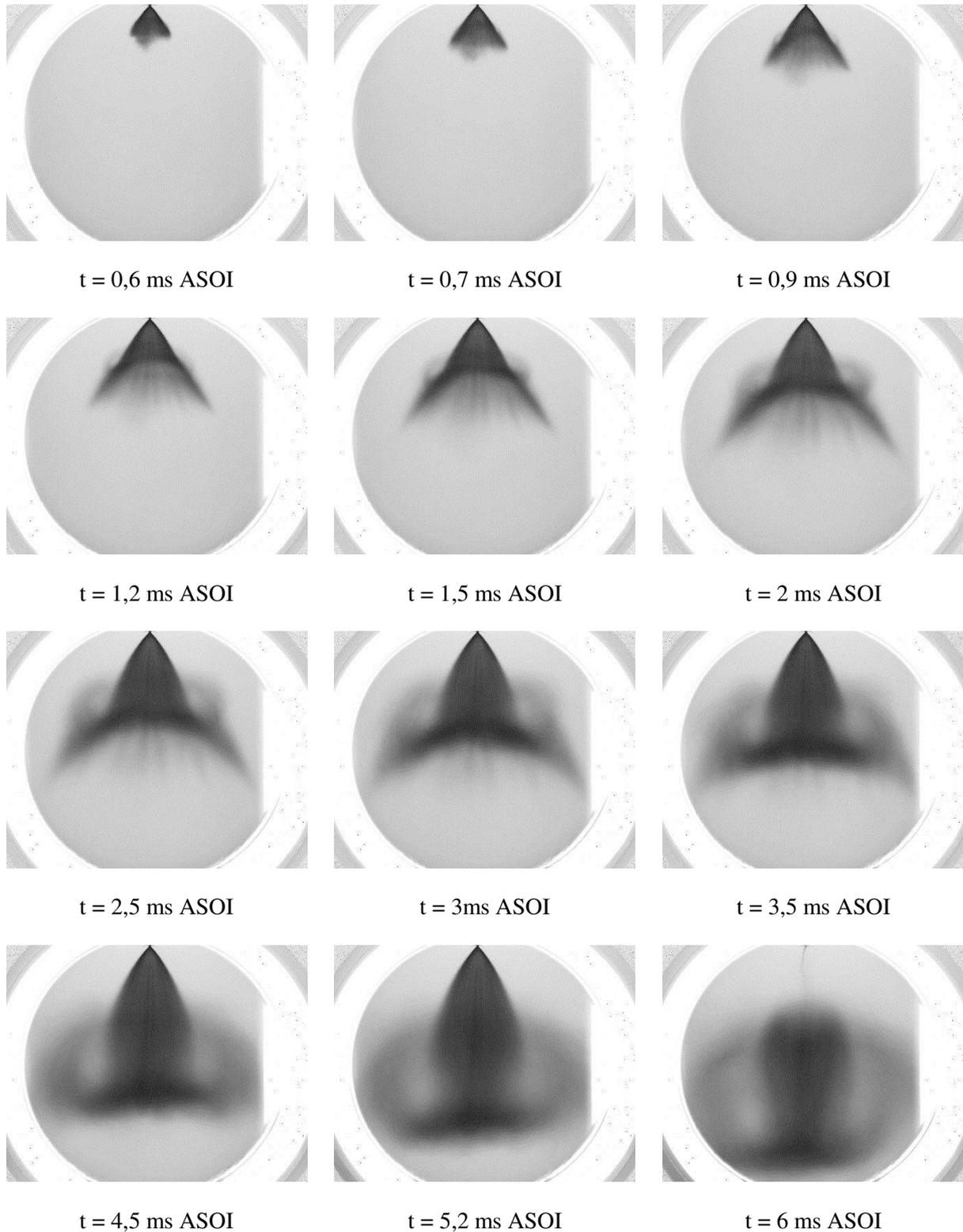
L'évolution temporelle du spray généré par l'injecteur monotrou pour une pression d'injection de 100 bar dans un milieu au repos à pression atmosphérique est décrite Figure 37 avec des images moyennes normalisées. La durée d'injection est fixée à 5 ms afin d'avoir le temps d'observer le développement complet du spray.

Dans un premier temps, le spray se présente sous la forme d'un cône creux qui ressemble à une nappe liquide ayant un grand angle d'ouverture d'environ 80°. Cependant, les travaux de Ballester et Dopazo (1996) indiquent qu'avec un tel différentiel de pression entre la pression d'injection et la pression du gaz ambiant, le spray se désintègre en filaments et en gouttes dès la sortie de l'injecteur sans qu'une nappe liquide se forme. Ainsi, ce qui pourrait apparaître comme une nappe liquide est en réalité un ensemble de filaments et de gouttes très dense que le système d'acquisition ne fige pas suffisamment pour qu'ils soient visibles sur les images d'ombroscopie. L'irrégularité qui peut être observée dans l'axisymétrie du cône jusqu'à 0,9 ms ASOI est attribuée à un léger défaut au niveau du trou de l'injecteur. Ceci n'a cependant pas d'incidence sur la suite du développement du spray dans le plan observé car cette irrégularité se trouve en dehors du plan de mise au point de la caméra.

Dans un second temps, à 0,9 ms ASOI, les prémices d'une recirculation à grande échelle apparaissent. Son apparition entraîne la dispersion de l'ensemble de ligaments et de gouttes.

Dans un troisième temps, à partir de 2 ms ASOI, la recirculation formant un tore autour du spray modifie la direction de propagation du spray et marque la séparation entre la partie du spray toujours sous forme de cône et la partie dispersée du spray. A partir de ce moment, la recirculation continue à s'amplifier et rompt la forme conique du spray en déviant les gouttes vers le centre avant de les disperser vers l'extérieur. Au cours de l'injection, cette recirculation descend de plus en plus en aval de l'injecteur à tel point qu'à 4,5 ms ASOI, elle atteint le front du spray.

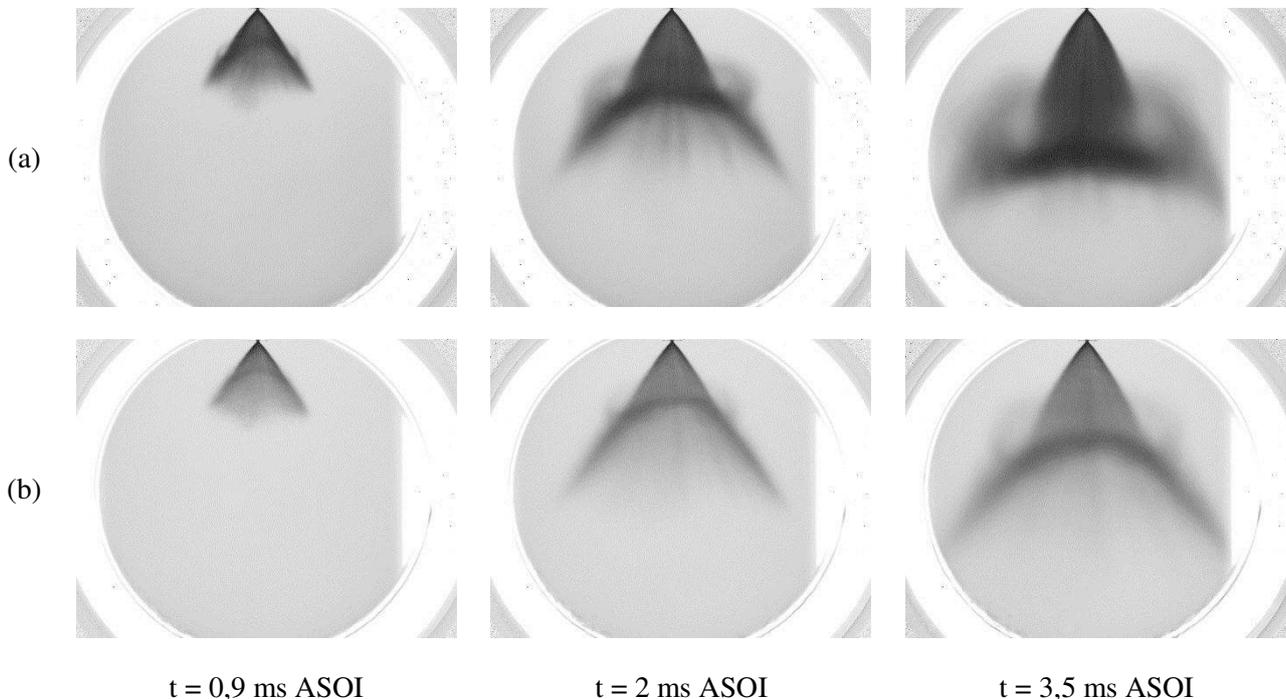
Enfin dans un dernier temps, la coupure de l'injection marque la disparition du cône en proche injecteur et l'entraînement de l'ensemble des gouttes par la recirculation qui s'est précédemment développée sur le bord du spray.



**Figure 37.** Développement du spray pour l'injecteur monotrou pour  $P_{inj} = 100$  bar sans contre-pression pour différents délais après l'injection (images moyennes normalisées)

### II.3.2.2. Influence de la pression d'injection $P_{inj}$

Pour étudier l'effet de la pression d'injection sur l'injecteur monotrou, deux injections à 60 bar et à 100 bar sont comparées. Ces deux pressions d'injection ont été choisies car elles correspondent aux valeurs de pression de fonctionnement habituellement utilisées pour ce modèle d'injecteur. D'autres pressions d'injection pour l'injecteur monotrou sont présentées en Annexe 1.

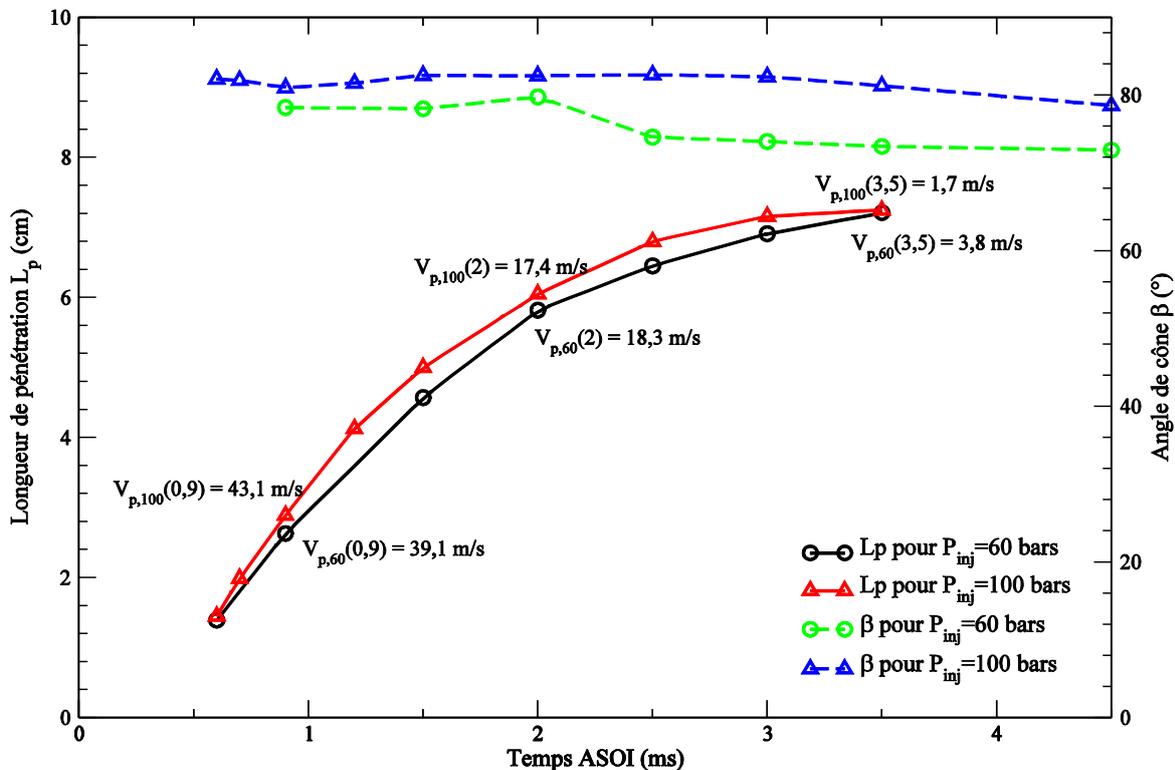


**Figure 38.** Images ombroscopiques moyennes normalisées de l'injecteur monotrou sans contre-pression pour différents délais après l'injection : (a)  $P_{inj} = 100$  bar et (b)  $P_{inj} = 60$  bar

La Figure 38, comparant les injections à 60 bar et à 100 bar dans un milieu à pression atmosphérique, montre que la diminution de la pression d'injection entraîne une diminution de la recirculation par rapport au cas à 100 bar et une atténuation de la rupture de la forme conique du spray. En effet, pour une injection à 60 bar, la direction de propagation du spray n'est pas du tout modifiée à 2 ms ASOI. Le changement de direction de propagation tel que celui observé à 2 ms ASOI pour une injection à 100 bar n'apparaît qu'à 3,5 ms ASOI dans le cas à 60 bar (Figure 38). Ainsi, la réduction de la pression d'injection induit un retard dans le développement de la recirculation. En revanche, la recirculation, et donc la dispersion des gouttes, a lieu plus près de l'injecteur car la quantité de mouvement du fluide est plus faible et convecte moins cette structure tourbillonnaire vers l'aval. Ceci sera plus clairement mis en évidence lors de l'étude des champs de vitesses des deux phases. Ainsi, l'augmentation de la pression d'injection favorise la déstabilisation de la structure du spray et la recirculation des gouttes comme observé par Lee et al. (2001).

La Figure 39 présente la longueur de pénétration et l'angle de cône du spray généré par l'injecteur monotrou en fonction du temps pour des pressions d'injection de 60 et 100 bar. Malgré les différences observées précédemment entre les deux cas, la pression d'injection ne modifie quasiment pas la longueur de pénétration du spray au cours du temps. Les vitesses de propagation ont été estimées grossièrement avec une interpolation basée sur un  $\Delta t$  important pour chaque pression d'injection. Les vitesses ainsi obtenues sont équivalentes pour chaque pression d'injection à tout instant du développement du spray. De même, l'angle d'ouverture du spray est assez peu sensible à ce

paramètre d'injection puisque l'angle de cône est réduit d'environ 6% quand la pression d'injection passe de 100 bar à 60 bar. Lee et al. (2001) ont observé la même évolution pour un spray du même type. Ainsi la pression d'injection n'est pas un facteur déterminant pour l'évolution des grandeurs caractéristiques de cet injecteur.



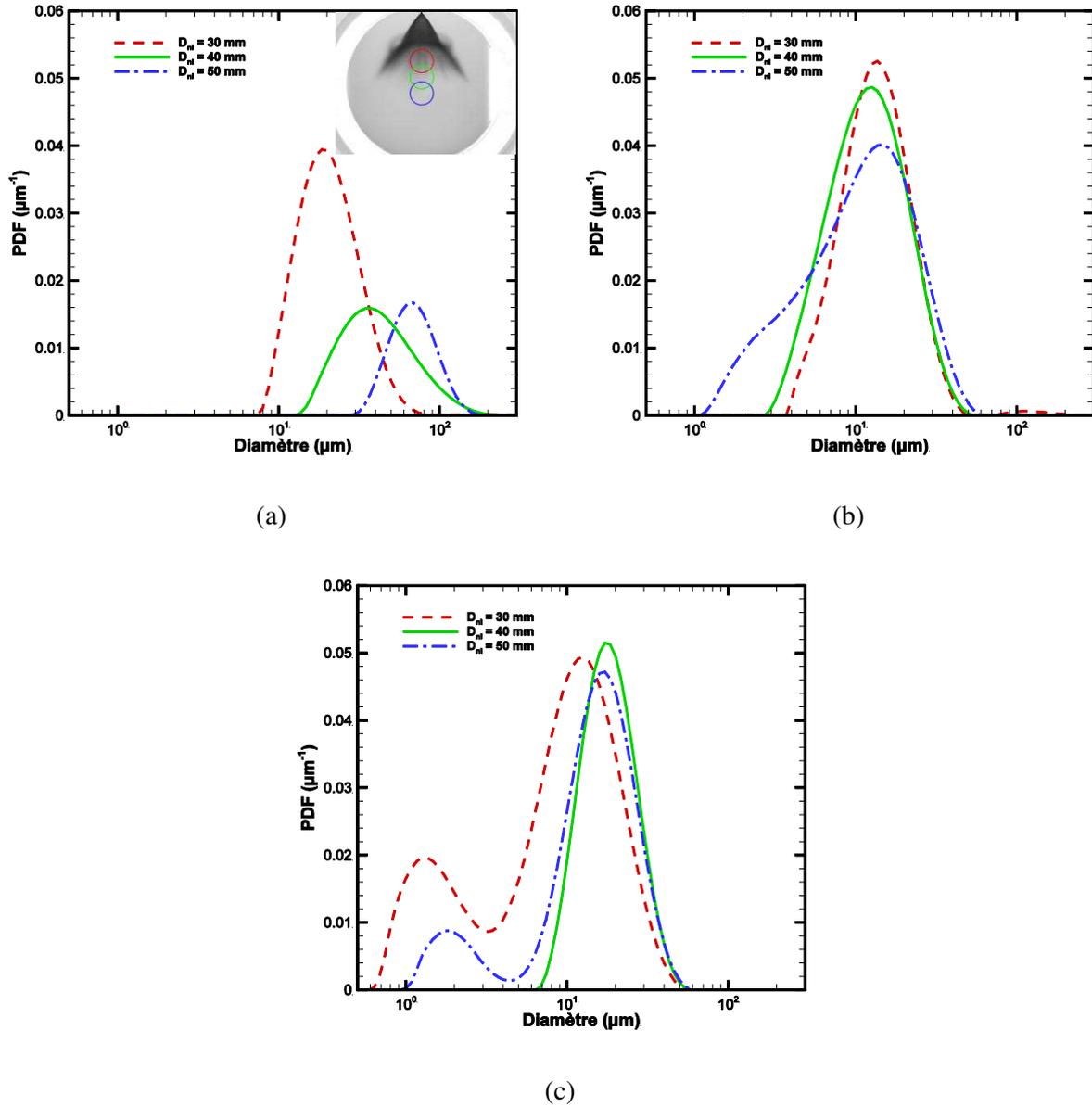
**Figure 39.** Longueur de pénétration et angle de cône du spray de l'injecteur monotrou en fonction de l'instant ASOI pour des pressions d'injection de 60 bar (cercles) et de 100 bar (triangles) sans contre-pression

### II.3.2.3. Granulométrie

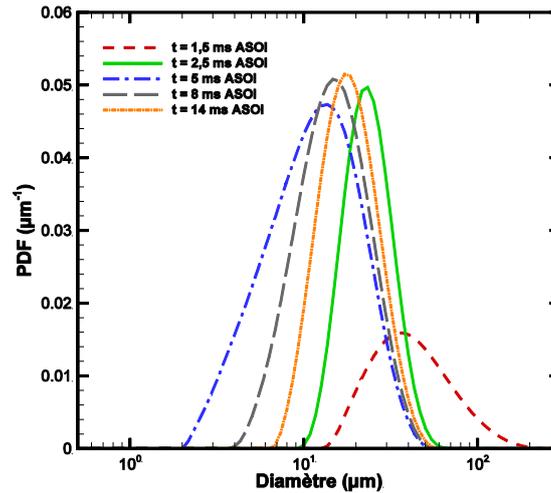
La Figure 40 présente la distribution volumique des diamètres de gouttes pour l'injecteur monotrou à différents instants ASOI et différentes distances du nez de l'injecteur  $D_{nl}$  dans un volume traversant le spray par son axe de symétrie. Les positions où le faisceau laser traverse le spray sont indiquées par les cercles dont la couleur correspond au cas noté dans la légende. Au début de l'injection, de grosses gouttes sont créées ( $D > 50 \mu m$ ) puis s'éloignent rapidement du spray (courbe bleue de la Figure 40a). Derrière ces grosses gouttes le spray s'établit progressivement avec une distribution de gouttes plus fines. A 6 ms ASOI, après la fin de l'injection, le spray est homogène sur la hauteur de mesure et la distribution volumique en diamètre des gouttes est similaire aux trois distance  $D_{nl}$ . En revanche, à 14 ms ASOI, les plus petites classes de gouttes représentent une proportion plus importante de la distribution car ce sont elles qui restent en suspension dans le volume de mesure alors que les gouttes plus grosses ne remontent pas autant avec la recirculation (courbe rouge de la Figure 40c).

La Figure 41 représentant la PDF de taille de goutte à  $D_{nl} = 40 \text{ mm}$  à différents instants confirme le comportement observé sur la Figure 40. En se plaçant à 40 mm du nez de l'injecteur, les

premières gouttes qui passent dans le volume de mesure sont grosses avec un diamètre moyen de Sauter (SMD)  $D_{32} = 47 \mu\text{m}$  et un  $Dv_{90} = 111 \mu\text{m}$ . Puis le corps du spray passe, pour lequel  $D_{32} = 24 \mu\text{m}$  et  $Dv_{90} = 38 \mu\text{m}$  ( $t = 2,5 \text{ ms}$ ), et enfin après l'injection une recirculation ramène les gouttes du spray dans le volume de mesure, exceptées les plus grosses.



**Figure 40.** Fonction densité de probabilité en volume pour l'injecteur monotrou ( $P_{inj} = 100 \text{ bar}$  et  $\Delta t_{inj} = 3 \text{ ms}$ ) en fonction de la distance à l'injecteur à différents instants : (a)  $t = 1,5 \text{ ms}$ , (b)  $t = 6 \text{ ms}$ , (c)  $t = 14 \text{ ms}$



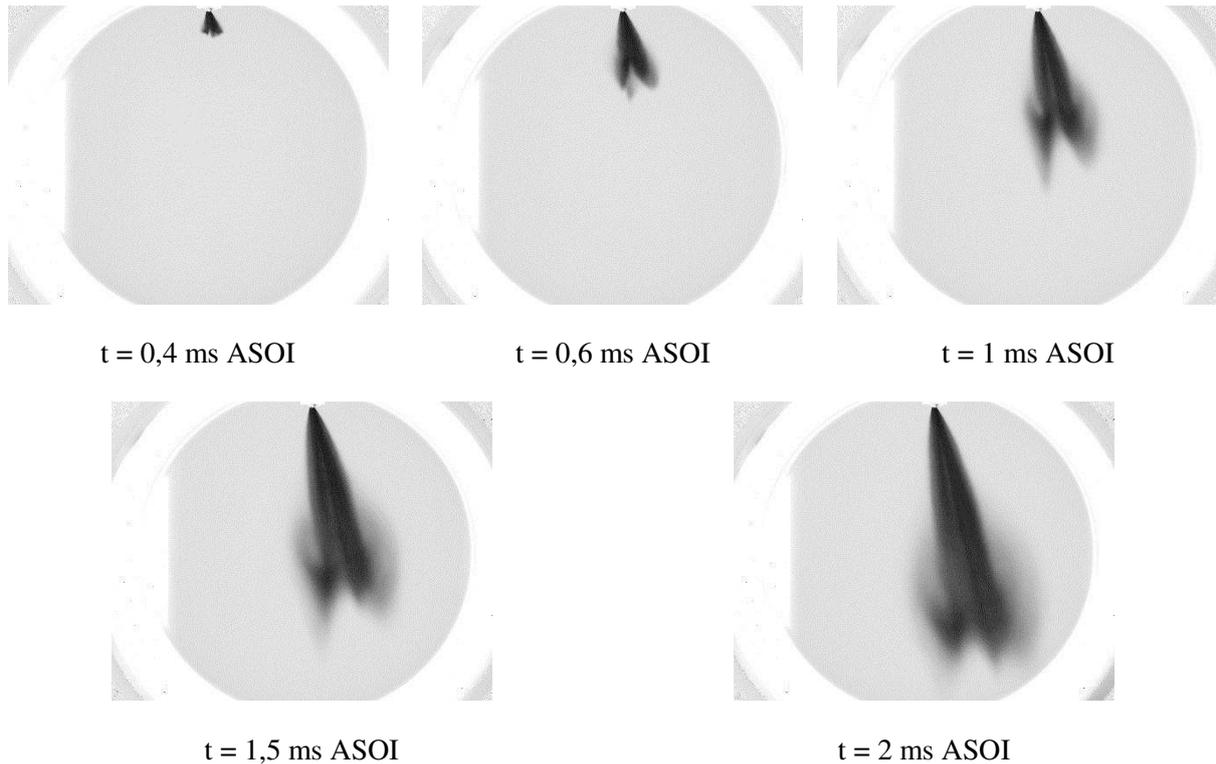
**Figure 41.** Fonction densité de probabilité en volume pour l’injecteur monotrou ( $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms) à 40 mm de l’injecteur en fonction du temps d’acquisition

### II.3.3. L’injecteur 7 trous

Comme pour l’injecteur monotrou, la topologie globale, l’influence de la pression d’injection sur celle-ci et la granulométrie sont détaillées.

#### II.3.3.1. Morphologie du spray

L’évolution temporelle de la morphologie du spray généré par l’injecteur 7 trous est présentée Figure 42. Cette fois-ci l’injection dure 3 ms. L’axe de mesure (axe source-caméra) est normal au plan de symétrie de l’injecteur. A 0,4 ms ASOI correspondant au tout début de l’injection, il est encore possible de voir que le spray est composé de plusieurs jets. En revanche, à partir de 0,6 ms ASOI, le plan de visualisation retenu (plan de symétrie de l’injecteur sur la Figure 24) donne l’impression que les 7 jets se sont regroupés en deux jets principaux. Ces deux jets restent apparents tout au long du développement du spray. A 1 ms ASOI, une recirculation des gouttes sur le bord du spray apparaît et continue de croître aux instants suivants mais reste moins importante que celle observée pour l’injecteur monotrou. Ainsi, cet injecteur génère un spray qui ne s’ouvre presque pas et qui conserve sa direction de propagation en dispersant très peu les gouttes. Il n’a pas été possible de visualiser des instants plus tardifs car le spray sort du champ de visualisation et impacte rapidement le fond de la cellule.



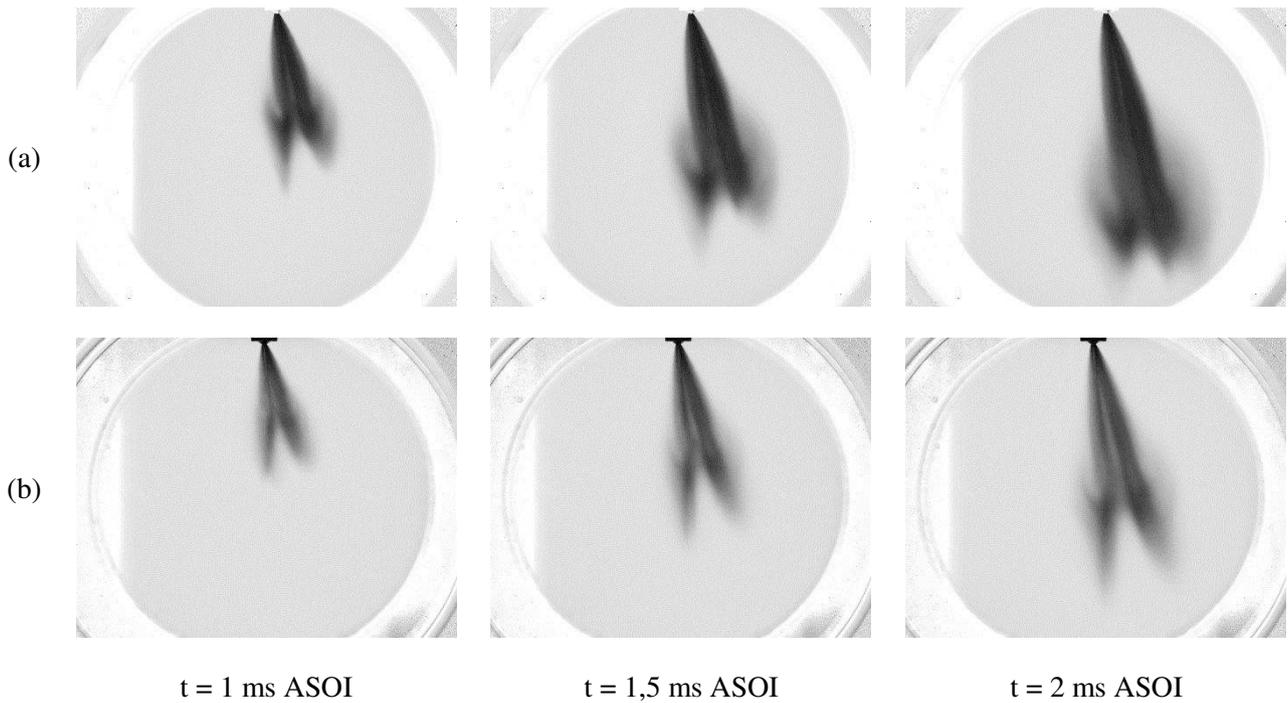
**Figure 42.** Développement du spray pour l'injecteur 7 trous pour  $P_{inj} = 100$  bar sans contre-pression pour différents délais après l'injection (images moyennes normalisées)

### II.3.3.2. Influence de la pression d'injection $P_{inj}$

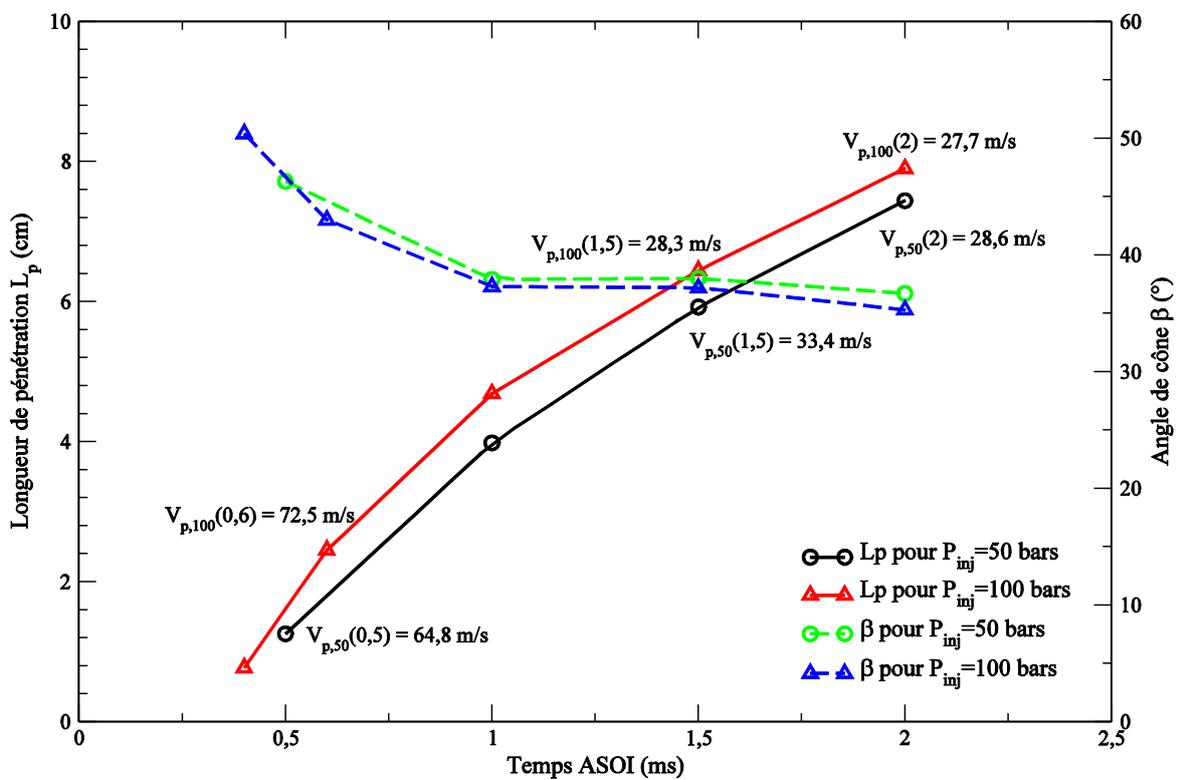
Les pressions d'injection comparées sont 50 bar et 100 bar et correspondent aux pressions d'injection qui seront utilisées pour les mesures de vitesses dans la suite de l'étude.

La Figure 43, comparant à différents instants le spray de l'injecteur 7 trous pour chaque pression d'injection, indique que la réduction de la pression d'injection diminue la densité du spray. Les deux groupes de jets sont alors nettement plus distincts l'un de l'autre. Comme pour l'injecteur monotrou, la baisse de la pression d'injection ralentit l'apparition et le développement de la recirculation en tête du spray. Malgré tout la forme globale du spray reste la même dans cette gamme de pression d'injection.

L'évolution de la longueur de pénétration et de l'angle de cône en fonction de la pression d'injection pour l'injecteur 7 trous, représentée Figure 44, confirme que doubler la pression d'injection n'a aucun effet sur l'ouverture du spray mais augmente un peu la pénétration du spray. Cependant à partir de 1 ms ASOI, la pente de la courbe de pénétration du spray est la même pour les deux pressions d'injection, i.e. les vitesses de pénétration sont égales, ce qui indique que le surplus de quantité de mouvement fourni au spray à 100 bar est très rapidement transmis au gaz ou dissipé à cause de la traînée aérodynamique. Ainsi, comme pour l'injecteur monotrou, la pression d'injection modifie peu les grandeurs caractéristiques de ce spray.



**Figure 43.** Images ombroscopiques moyennes normalisées de l'injecteur 7 trous sans contre-pression pour différents délais après l'injection : (a)  $P_{inj} = 100 \text{ bar}$  et (b)  $P_{inj} = 50 \text{ bar}$

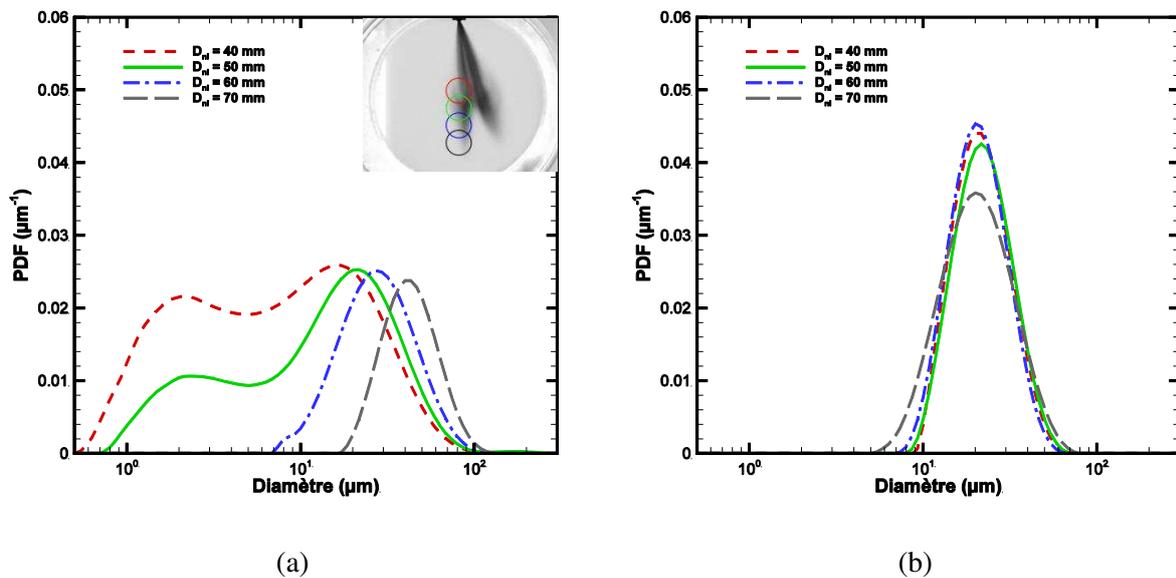


**Figure 44.** Longueur de pénétration et angle de cône du spray de l'injecteur 7 trous en fonction de l'instant ASOI pour des pressions d'injection de 50 bar (cercles) et de 100 bar (triangles) sans contre-pression

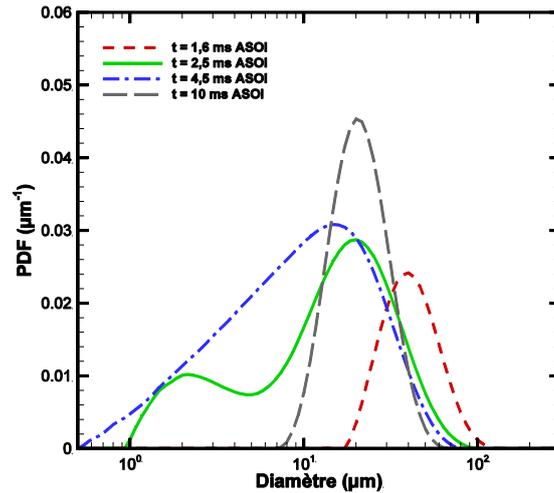
### II.3.3.3. Granulométrie

La granulométrie de l'injecteur 7 trous est étudiée dans un volume coupant l'axe de l'injecteur suivant le plan de symétrie de ce dernier. Ainsi, les deux groupes de jets sont sondés par le faisceau. L'injecteur 7 trous possède un comportement similaire à l'injecteur monotrou concernant la répartition des gouttes dans le spray. En effet, la Figure 45a, qui représente les distributions de taille de goutte à 2 ms ASOI à différentes distances de l'injecteur, indique que les gouttes sont ségréguées en fonction de leur taille pendant l'injection avec toujours les plus grosses gouttes à l'avant du spray (courbe grise) et les gouttes plus petites qui sont encore dans le haut du spray (courbe rouge). En revanche, à 10 ms ASOI (Figure 45b), soit bien après la fin de l'injection, la répartition spatiale des gouttes est approximativement la même à toutes les distances de l'injecteur et il s'agit de gouttes relativement petites ( $D_{32} = 20 \mu\text{m}$  et  $Dv_{90} = 40 \mu\text{m}$ ). Ainsi les plus grosses gouttes du spray traversent le volume de mesure puis s'éloignent alors que les gouttes plus petites restent en suspension dans le volume ou y reviennent grâce à la recirculation.

L'évolution temporelle de la distribution de taille de goutte à 60 mm de l'injecteur illustrée Figure 46 est la même que pour l'injecteur monotrou. D'abord, passent dans le volume de mesure les grosses gouttes du front du spray ( $t = 1,6 \text{ ms}$ ) puis le cœur du spray avec des diamètres de gouttes compris entre 1 et  $100 \mu\text{m}$  et centrés autour de  $20 \mu\text{m}$  ( $t = 2,5 \text{ ms}$ ). Enfin, les plus petites gouttes sont ramenées dans le volume de mesure par une recirculation ( $t = 4,5 \text{ ms}$ ) avant que le reste des gouttes composant le spray ne fassent de même ( $t = 10 \text{ ms}$ ) exceptées les plus grosses qui ne semblent pas affectées par la recirculation.



**Figure 45.** Fonction densité de probabilité en volume pour l'injecteur 7 trous ( $P_{inj} = 50 \text{ bar}$  et  $\Delta t_{inj} = 2 \text{ ms}$ ) en fonction de la distance à l'injecteur à différents instants : (a)  $t = 2 \text{ ms}$ , (b)  $t = 10 \text{ ms}$



**Figure 46.** Fonction densité de probabilité en volume pour l’injecteur 7 trous ( $P_{inj} = 50$  bar et  $\Delta t_{inj} = 2$  ms) à 60 mm de l’injecteur en fonction du temps d’acquisition

### II.3.4. Conclusions

Pour résumer, les deux injecteurs génèrent des sprays topologiquement différents. L’injecteur monotrou est très ouvert avec une forte recirculation des gouttes en bord de nappe, alors que l’injecteur 7 trous a une faible ouverture avec une recirculation modérée en tête de spray. Nous constatons aussi que l’augmentation de la pression d’injection impacte plus l’injecteur monotrou. Néanmoins, malgré une morphologie complètement différente, les sprays générés par ces deux injecteurs ont une granulométrie qui évolue de manière similaire en fonction du délai après l’injection et de la distance à l’injecteur. La gamme de gouttes présentes dans chaque spray est elle aussi sensiblement identique avec néanmoins un diamètre de Sauter autour de  $25 \mu\text{m}$  pour l’injecteur monotrou contre  $13 \mu\text{m}$  pour l’injecteur 7 trous dans le cas d’une injection à 100 bar. Bien que cette mesure fournisse uniquement des données quantitatives globales sur l’ensemble du spray, cette estimation de la taille des gouttes permettra de déterminer le régime d’interaction mis en évidence par les mesures de vitesses réalisées dans la suite de l’étude. Ainsi, cela assure une interprétation qualitative cohérente des mesures de vitesses.

Dans le cadre du projet ESSENCYELE, les effets de la contre-pression  $P_c$  ont aussi été examinés. La valeur de la contre-pression n’ayant pas été modifiée pour les mesures de vitesses réalisées dans la suite de l’étude, les résultats relatifs à son impact sur la topologie du spray de chaque injecteur sont présentés dans l’Annexe 2. La conclusion est qu’une augmentation de la contre-pression de 1 à 3 bar modifie radicalement l’aspect et la propagation du spray monotrou, mais ralentit seulement la propagation du spray 7 trous sans changer sa topologie. Ces résultats sont cohérents avec les propriétés de ces deux technologies d’injecteur que nous trouvons dans la littérature (Araneo et al., 2000).

# Chapitre III : Mesure de vitesse simultanée du gaz et des gouttes par la PIV associée à la fluorescence

L'étude des interactions entre les phases nécessite l'établissement d'une mesure de PIV à deux couleurs adaptée à la mesure simultanée de vitesse du gaz et des gouttes. La mesure simultanée de champs de vitesse des phases liquides et gazeuses relève d'un certain nombre de difficultés technologiques qui sont fortement dépendantes des conditions expérimentales. Dans cette thèse, nous reportons la méthodologie établie par Kosiwczuk (2005), cependant le changement des propriétés du spray en termes de taille de gouttes et de densité a imposé des adaptations et des développements spécifiques qui seront présentés. Ce chapitre présentera le principe de la mesure et la méthodologie mise en place dans la chambre statique et le moteur monocylindre transparent. Les mesures en chambre statique permettent aussi d'analyser les limites et la précision de la mesure. La validité et la précision des mesures de vitesses par cette technique sont aussi démontrées par des mesures dans la chambre du moteur.

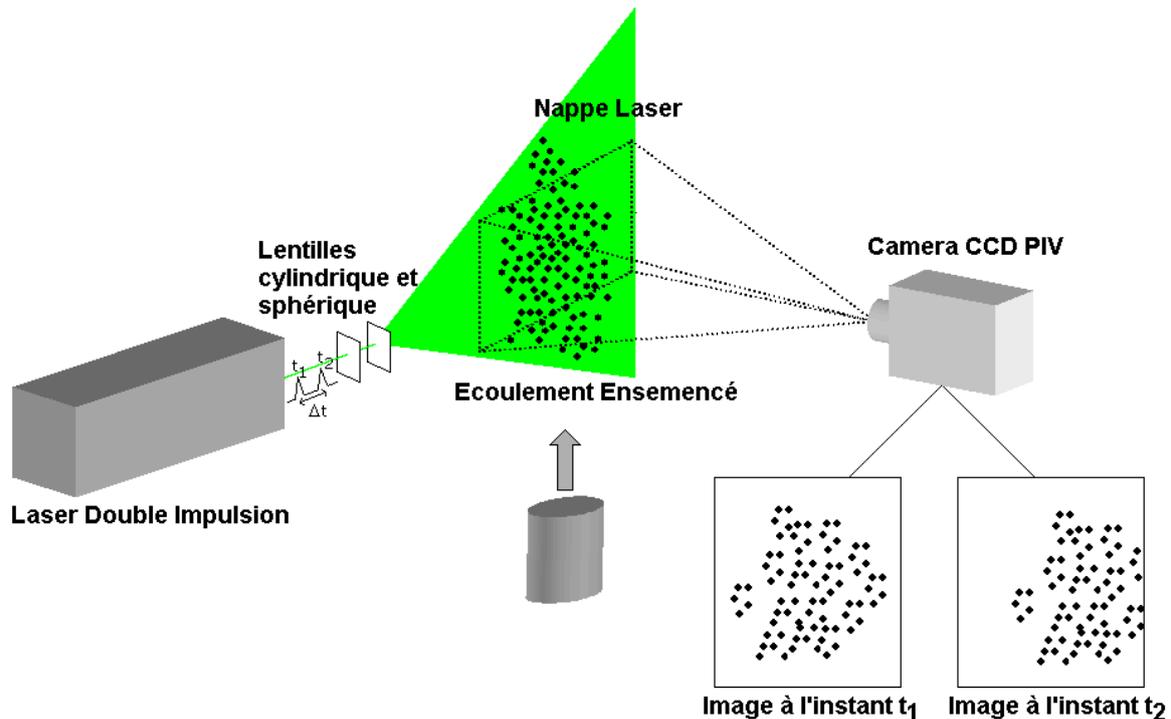
## III.1. PIV diphasique par fluorescence

### III.1.1. Principe de la PIV

Le principe de la PIV consiste à assimiler les vitesses locales d'un fluide aux déplacements des particules (traceurs solides ou liquides) portés par l'écoulement. En enregistrant successivement deux images des particules, on peut déterminer la distance parcourue par ces particules entre les deux images et ainsi la vitesse locale du fluide en assimilant la vitesse des particules à la vitesse du gaz. Si pendant un intervalle  $\Delta t$ , une particule se déplace de  $\Delta \vec{r}$ , alors la vitesse de l'écoulement à l'endroit de la particule s'écrit :  $\vec{V}(\vec{r}, t) = \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$ . La mesure de vitesse de l'écoulement se ramène donc à la mesure des déplacements des particules d'ensemencement pendant l'intervalle de temps  $\Delta t$ .

La PIV se décompose en 2 étapes : la première est l'acquisition des images de particules (Figure 47) et la seconde est le post-traitement qui permet d'accéder au champ de vitesse (Figure 48).

L'écoulement estensemencé avec des particules qui doivent être suffisamment petites pour suivre l'écoulement sans inertie. Une nappe laser éclaire l'écoulement et les particules présentes dans le plan laser diffusent la lumière. Le flash laser est généré à deux instants successifs et la lumière émise par les particules est enregistrée par une caméra CCD à ces deux instants. Le champ de vitesse est obtenu en calculant le déplacement des particules entre ces deux instants successifs, connaissant le  $\Delta t$  et le grandissement du système d'imagerie.



**Figure 47.** Schéma de principe d'une chaîne d'acquisition PIV (Kosiwczuk, 2006)

La densité de l'ensemencement impose le type de calcul de vitesse utilisé (seconde étape). La PIV s'applique aux cas présentant une densité moyenne telle que les particules peuvent encore être distinguées sans être isolées. La PIV est une analyse statistique des images des particules utilisant des opérateurs d'auto-corrélation ou d'inter-corrélation.

Les méthodes d'auto-corrélation étaient utilisées lorsque les deux expositions successives des particules apparaissaient sur la même image. Elle a été délaissée au profit de l'inter-corrélation utilisée lorsque les expositions successives de particules sont enregistrées sur deux images différentes.

Lors du calcul d'un champ de vitesse par inter-corrélation, chaque image est découpée en mailles d'interrogation (Figure 48). Chaque maille d'interrogation de l'image 1 est comparée à la même maille dans l'image 2 par corrélation. La position du pic de corrélation par rapport au centre de la maille fournit le déplacement de la particule. Connaissant le délai entre les deux instants d'acquisition  $\Delta t$  ainsi que le grandissement du système optique, la vitesse dans la maille est calculée. Le champ 2D de vitesses est obtenu en répétant ce calcul pour toutes les mailles d'interrogation.

Les algorithmes de calcul PIV ont connu de larges progrès au fil des années afin d'améliorer la précision de la prédiction de vitesse. Parmi les améliorations qui ont été développées, nous pouvons citer la mesure de déplacement sub-pixel (Willert et Gharib, 1991), les algorithmes par prédicteur et maillage adaptatif (Westerweel, 1997 ; Lecordier, 1997 ; Westerweel et al., 1997) ou encore les algorithmes par fenêtres déformables (Scarano et Riethmuller, 1999 ; Nogueira et al., 2001).

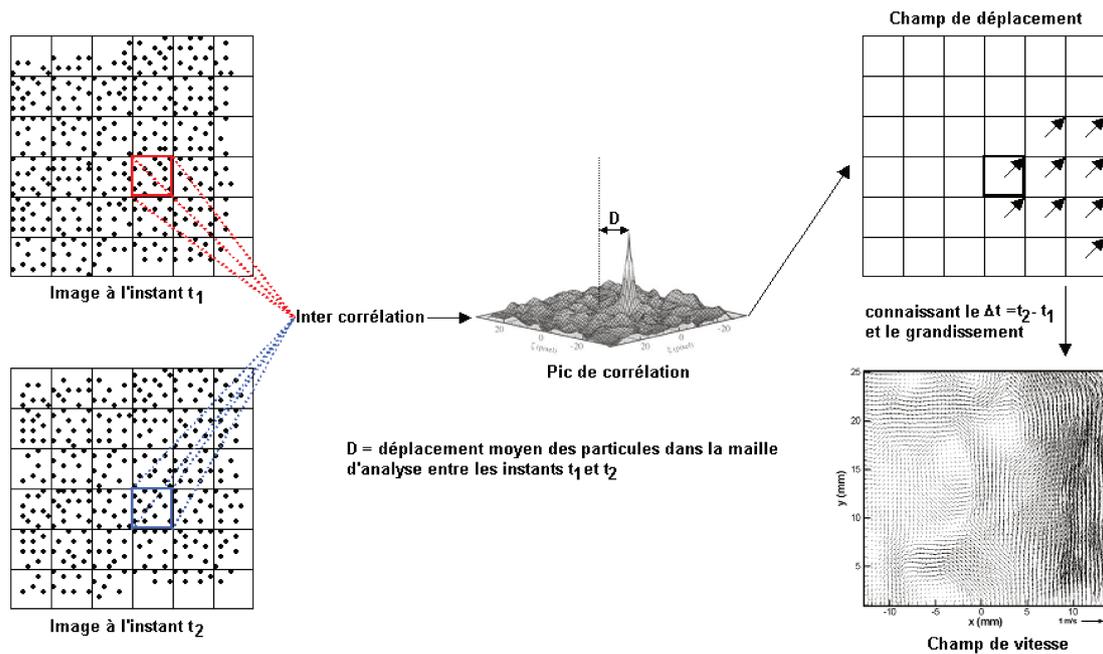


Figure 48. Principe du calcul du champ de vitesses par inter-corrélation (Kosiwczuk, 2006)

### III.1.2. Utilisation de la fluorescence pour le diagnostic de PIV diphasique

La fluorescence est l'émission d'une radiation de désexcitation d'une molécule excitée par un rayonnement incident. Du fait des pertes d'énergie lors des relaxations internes dans l'état excité, les énergies de fluorescence sont plus faibles que celles d'absorption. Il en résulte donc que la longueur d'onde de fluorescence est plus grande que celle d'absorption. Ce décalage vers le rouge entre le spectre de fluorescence et le spectre d'absorption est appelé déplacement de Stokes.

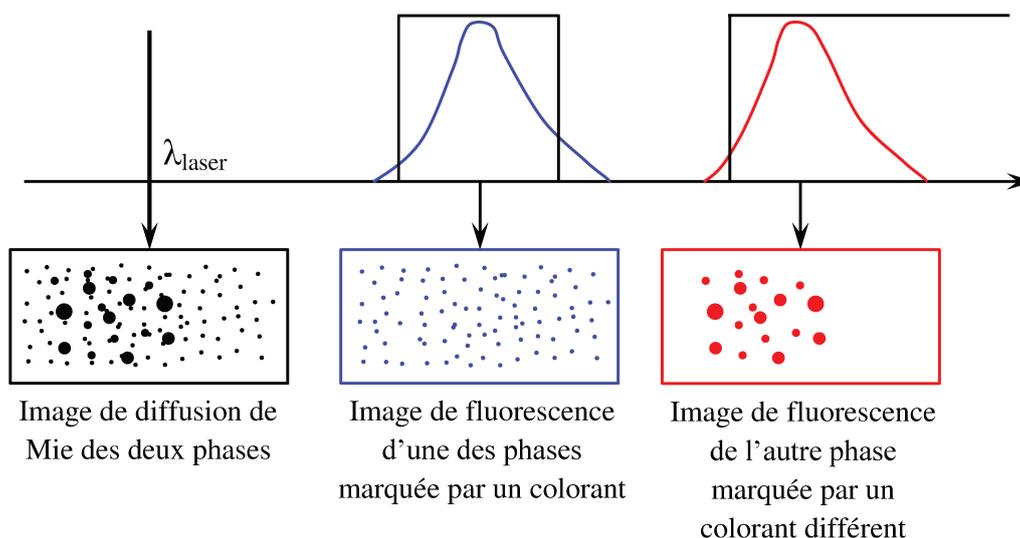


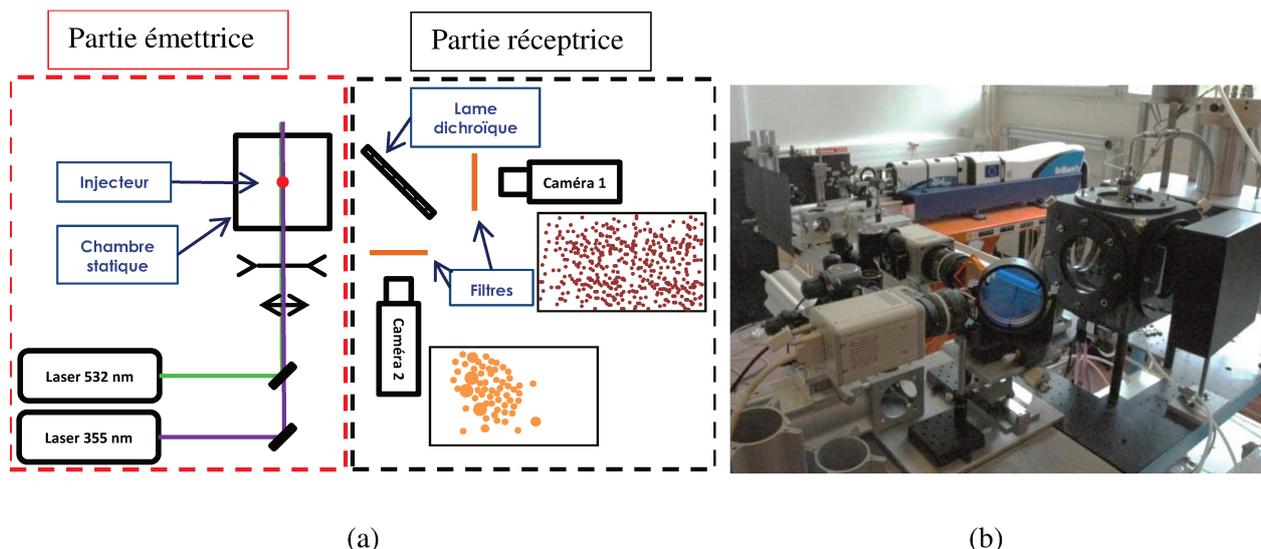
Figure 49. Schéma du principe de la PIV diphasique par fluorescence

La PIV diphasique par fluorescence est un diagnostic optique qui permet d'éviter les difficultés liées à la mesure de vitesse dans les milieux diphasiques (cf Section I.4.1). Ce diagnostic permet de mesurer la vitesse de deux phases simultanément en les séparant sur les images dès l'acquisition. En

choisissant judicieusement deux colorants fluorescents différents, un pour chaque phase du milieu, les rayonnements de fluorescence de chaque phase émis dans deux gammes de longueur d'onde sont séparés et les diffusions à la longueur d'onde incidente du laser sont éliminées (Figure 49). Chacune des fluorescences est sélectionnée par des filtres optiques et collectée sur un détecteur différent pour obtenir séparément l'image des gouttes de la phase dispersée et celle des fines particules marquant la phase continue. Le calcul de la vitesse par PIV peut ensuite être effectué sur chacune des deux paires d'images indépendamment l'une de l'autre.

### III.2. Montage optique

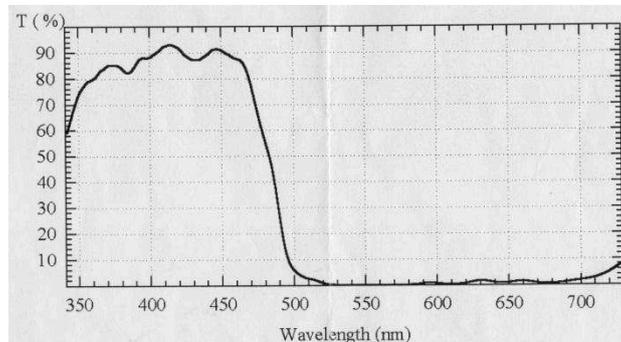
Le montage optique représenté Figure 50 peut être séparé en deux parties distinctes : la partie émettrice (encadrée en rouge) et la partie réceptrice (encadrée en noir). Concernant la partie émettrice, la particularité de cette étude est d'utiliser deux sources lasers de longueur d'onde différentes. Cela présente deux avantages : le problème du fort différentiel de vitesses entre les deux phases peut être résolu en ayant deux délais PIV différents et indépendamment réglables, et le choix des colorants fluorescents est plus aisé. En effet, chaque colorant peut être excité à une longueur d'onde différente, ce qui entraîne un décalage en longueur d'onde plus important entre les deux signaux de fluorescence que s'ils étaient excités à la même longueur d'onde. Ainsi, la phase gazeuse est excitée par un laser Quantel Twin Brillant B Nd:YAG fournissant  $2 \times 120$  mJ à 355 nm et la phase liquide par un laser Quantel Twin Mini fournissant jusqu'à  $2 \times 27$  mJ à 532 nm. Le choix d'utiliser le laser à 355 nm pour la phase gazeuse est initialement motivé par la nécessité d'avoir suffisamment d'énergie pour exciter les particules d'ensemencement du gaz. En effet, sans cette haute intensité d'excitation, le signal de fluorescence émis par ces petites particules qui font moins de  $5 \mu\text{m}$  de diamètre serait trop faible pour être détecté. L'énergie du laser à 532 nm est ajustée en fonction de la densité de la phase liquide pour ne pas saturer le capteur. De plus, la solution que nous proposons face à l'apparition d'un phénomène de lasing lors de l'excitation du gaz, qui sera expliqué dans le paragraphe sur la séparation des phases, nécessite d'utiliser les lasers suivant cette combinaison.



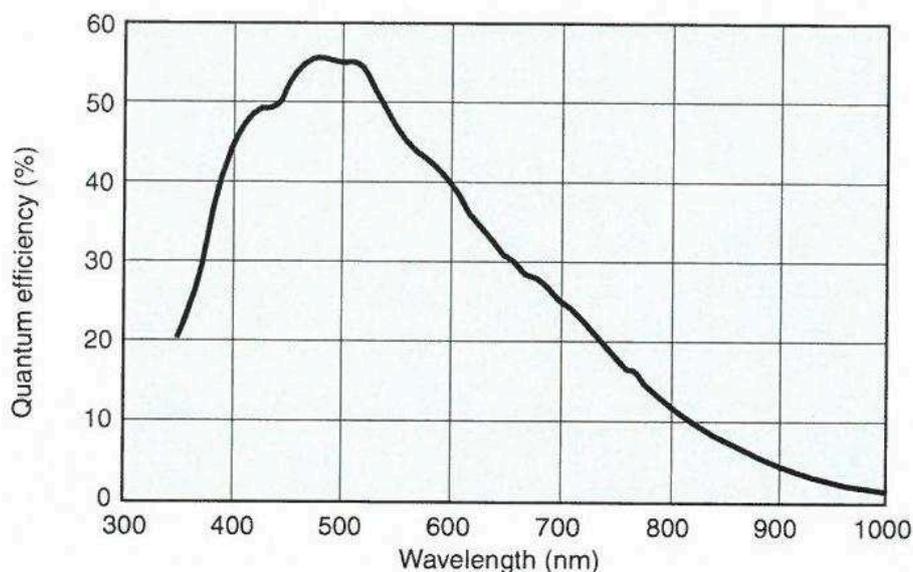
**Figure 50.** Montage expérimental – (a) Vue schématique de dessus et (b) photographie

La recombinaison des deux faisceaux est réalisée à l'aide de deux télescopes avant qu'ils ne traversent un système composé d'une lentille sphérique convergente de focale 1000 mm et d'une lentille cylindrique divergente de focale -100 mm permettant de former deux nappes lasers confondues

d'une épaisseur approchant 250  $\mu\text{m}$ . La bonne superposition de ces nappes est importante car ce sont elles qui déterminent le plan de mesure. Le réglage assure un décalage n'excédant pas la moitié de l'épaisseur de la nappe. Ainsi, au moins 50 % des particules éclairées par une nappe le sont aussi par la seconde nappe. Les nappes lasers sont alignées de manière à entrer perpendiculairement à la face de la chambre et à former un plan de mesure vertical dans lequel se trouve le nez de l'injecteur.



**Figure 51.** Courbe de transmission de la lame dichroïque (Omega)



**Figure 52.** Sensibilité spectrale de la caméra Hamamatsu

La partie réceptrice du montage correspond au système de collection et est composé de deux caméras équipées de filtres ainsi que d'une lame dichroïque. Cette lame, de diamètre 100 mm, est le principal élément de séparation des signaux émis par chaque phase. Elle permet de séparer les deux signaux de fluorescence collectés par chacune des caméras. La lame dichroïque orientée à  $45^\circ$  transmet en effet le signal dans l'intervalle 350-470 nm correspondant à la phase gazeuse à hauteur de 75% en moyenne et réfléchit le signal dans l'intervalle 510-700 nm correspondant à la phase liquide à hauteur de 96-98% (Figure 51). Cependant, la lame dichroïque ne suffit pas à isoler les signaux de fluorescence des très intenses diffusions de Mie aux longueurs d'onde de chaque laser. Pour supprimer ces signaux non désirés, deux filtres passe-haut OG550 sont placés devant la caméra acquérant le signal de fluorescence du spray et deux filtres passe-bande AGSP475 et sem414 sont placés devant la caméra acquérant celui du gaz.

Enfin, les deux signaux de fluorescences sont simultanément collectés par deux caméras Hamamatsu 12 bits d'une résolution de 2048×2048 pixels équipées d'objectifs Nikkor de focale 50 mm ( $f/d = 2$ ) et placées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre (Figure 50a). La sensibilité spectrale de cette caméra présentée sur la Figure 52. Ce modèle de caméra possède une efficacité quantique supérieure à 40% pour la gamme 400-600 nm qui correspond à la bande spectrale de collection. Les deux caméras sont placées à égale distance de la lame dichroïque pour avoir la même taille de champ avec le même grandissement. De plus, des contrôles angulaires sur les supports de la lame séparatrice et des caméras permettent d'ajuster ces éléments pour obtenir le même champ de visualisation sur les deux détecteurs. Les deux images sont spatialement recalées entre elles par l'intermédiaire de l'imagerie d'une mire capturée par les deux caméras. Un recalage numérique plus précis est réalisé et sera détaillé dans le paragraphe sur l'algorithme de calcul PIV. Le grandissement ainsi obtenu est de 17,3 pix/mm pour un champ d'acquisition d'environ 120×120 mm<sup>2</sup>.

### III.3. Synchronisation

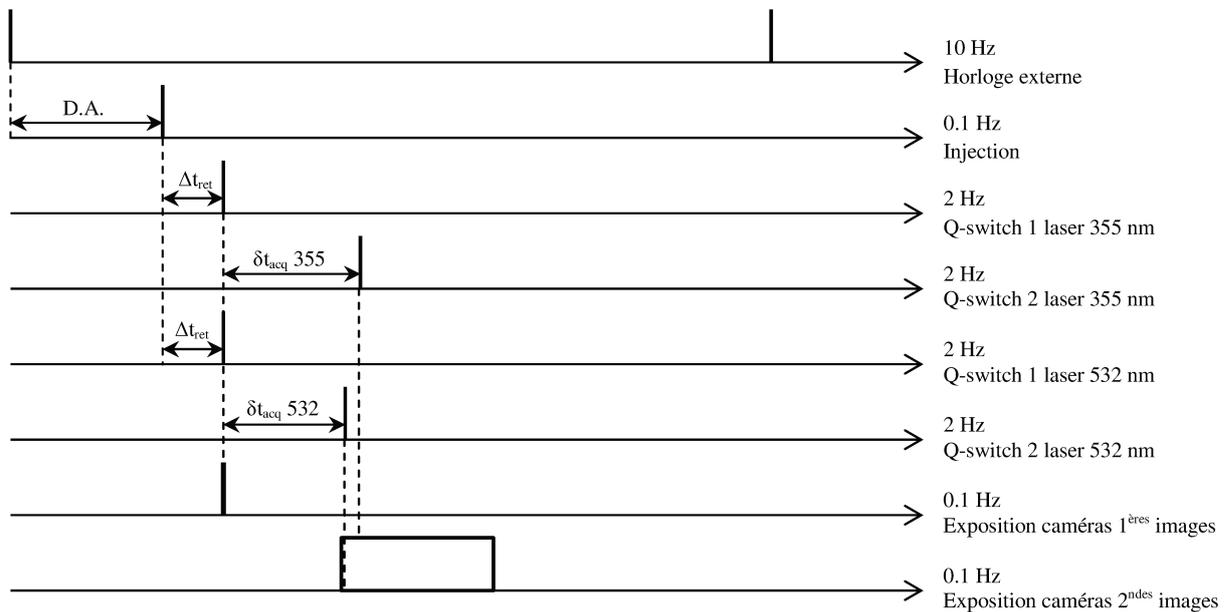
Pour la synchronisation, l'horloge de référence est générée par un générateur de pulses PDG555 de BerkeleyNucleonics (BNC) à une fréquence de 10 Hz qui est optimale pour le bon fonctionnement des flashes des lampes laser. Chaque délai peut être réglé avec une précision de 1 ns sur une plage de plusieurs secondes. Le diagramme de synchronisation des différents éléments du diagnostic PIV et de l'injection est présenté Figure 53.

Le front montant du pulse TTL de commande de l'injection est la référence temporelle de la synchronisation. En effet, les acquisitions d'images sont réalisées en phase avec le signal de commande injecteur et donc synchronisées avec le début de l'injection. La modification du délai d'acquisition après le début de l'injection ( $\Delta t_{\text{ret}}$  sur la Figure 53) se fait en décalant le pulse de l'injection (Délai Ajustable D.A. sur la Figure 53) en référence à l'horloge cadencée à 10 Hz. Cela permet de conserver la synchronisation de tous les autres éléments de la chaîne d'acquisition. Enfin, les injections sont réalisées à une fréquence de 0,1 Hz pour permettre l'évacuation de toutes les gouttes du spray de la chambre entre chaque injection. Malgré ce mode de fonctionnement, les séries d'acquisition sont limitées à 25 injections consécutives pour éviter l'encrassement des hublots.

Quatre têtes laser doivent être synchronisées entre elles et avec l'injection et les caméras. Chaque flash laser et chaque Q-switch est déclenché par le front montant d'un pulse TTL. Le fort différentiel de vitesse existant entre les deux phases, gaz et liquide, lors d'une injection impose l'ajustement des délais inter-images ( $\delta t_{\text{acq}}$  ou délais PIV sur la Figure 53) pour chaque phase de manière à obtenir des mesures de vitesse précises. Les pulses des têtes 1 de chaque laser sont déclenchés en même temps et les pulses des têtes 2 sont décalés temporellement. Cette synchronisation permet de considérer que les vitesses mesurées pour les deux phases sont celles de particules qui étaient éclairées au même instant initial. Enfin, le bon fonctionnement des lasers oblige à générer les pulses des flashes à une fréquence de 10 Hz. En revanche, les pulses Q-switch sont générés à une fréquence de seulement 2 Hz pour respecter la cadence maximale des caméras dont le cycle d'acquisition dure 317 ms.

Pour le modèle de caméra Hamamatsu utilisé, les délais entre les durées et intervalles d'acquisition sont imposés. La caméra est commandée par le front descendant d'un unique pulse TTL inversé, même en fonctionnement PIV. L'acquisition de la 1<sup>ère</sup> image dure 67  $\mu\text{s}$  tandis que l'acquisition de la 2<sup>nde</sup> image commence 33,3 ns après la fin de l'acquisition de la 1<sup>ère</sup> image et dure 87,06 ms. Le pulse de commande de la caméra est donc fixé de manière à ce que les deux pulses laser Q-switch des têtes 1 – qui sont simultanés – soient compris dans le créneau d'intégration de la 1<sup>ère</sup>

image, tandis que les deux tirs laser Q-switch des têtes 2 tombent dans le créneau d'intégration de la 2<sup>nd</sup>e image comme représenté sur le chronogramme de la Figure 53. Le déclenchement des caméras pour faire une acquisition est réalisé à la même fréquence que les injections, i.e 0,1 Hz.



**Figure 53.** Diagramme de synchronisation pour la chambre statique, D.A. : Délai ajustable,  $\Delta t_{ret}$  : Délai d'acquisition après le début d'injection,  $\delta t_{acq}$  : Délai inter-images

### III.4. Séparation des phases

Les choix des colorants et la configuration optique adoptée (parties émettrice et réceptrice) sont imposés par un certain nombre de contraintes qu'il est important de résumer ici. La séparation des phases par les deux systèmes de collection dans la configuration retenue et la précision de la mesure simultanée de chacune des phases sont aussi validées.

La technique de PIV par fluorescence nécessite un colorant générant une fluorescence suffisamment intense pour être détectée dans une gamme spectrale séparée de la longueur d'onde d'excitation du laser et de sa gamme spectrale d'absorption pour éviter l'auto-absorption. De plus, la mesure de vitesse de deux phases simultanément implique l'utilisation de deux colorants, un pour chaque phase, ayant des spectres de fluorescence distincts. En se basant sur les précédents travaux de Kosiwczuk (2005), un colorant bleu excité à 355 nm est utilisé pour la phase gazeuse et un colorant rouge excité à 532 nm pour la phase liquide.

L'utilisation de deux lasers au lieu d'un seul permet de trouver plus aisément un couple de colorants avec des spectres de fluorescence séparés. Ainsi, les colorants choisis doivent vérifier les conditions suivantes :

- Avoir un bon coefficient d'absorption à la longueur d'onde du laser.
- Avoir un bon rendement de fluorescence.
- Posséder un spectre de fluorescence distinct de son spectre d'absorption, i.e. de la longueur d'onde du laser qui l'excite.
- Posséder un spectre de fluorescence bien décalé de la longueur d'onde du second laser.

- Posséder un spectre de fluorescence distinct des spectres d'absorption et de fluorescence du second colorant.

Chaque fluorescence est séparée des autres rayonnements non désirés grâce à une combinaison de filtres optiques placés devant chaque caméra. Pour le bon fonctionnement du diagnostic, chaque combinaison de filtres doit respecter trois critères :

- Avoir la meilleure transmission possible dans la gamme spectrale de la fluorescence de la phase acquise.
- Couper efficacement la longueur d'onde des deux lasers  $\lambda_{355}$  et  $\lambda_{532}$ .
- Couper la gamme spectrale de fluorescence du colorant de l'autre phase.

### III.4.1. Vitesse de la phase gazeuse

#### III.4.1.1. Choix du colorant

La détection de la phase gazeuse nécessite un colorant ayant un fort rendement dans le bleu quand il est excité à 355 nm en raison de la petite taille des particules d'ensemencement. Une première sélection est donc effectuée parmi les colorants absorbant la longueur d'onde 355 nm et répertoriée dans le Tableau 1.

Colorant	Maximum de fluorescence (nm)	Intervalle à mi-hauteur (nm)	Solvant
<b>Stilbène 420</b>	425	412-444	Méthanol
<b>Coumarin 440</b>	440	424-458	Méthanol
<b>Coumarin 445</b>	451	430-474	Méthanol
Coumarin 450	455	433-474	Méthanol
Coumarin 460	460	444-480	Méthanol
LD466	472	450-501	Méthanol
LD473	483	468-499	Méthanol
Coumarin 480	475	459-508	Méthanol
Coumarin 481	483	465-510	p-dioxane
LD489	496	472-532	Méthanol
LD490	480	466-518	Méthanol

**Tableau 1.** Colorants absorbant à 355 nm d'après les données fabricant

Parmi tous les colorants absorbant à 355 nm présentés dans le Tableau 1, plusieurs présentent des spectres d'absorption et de fluorescence avec un bon rendement compatibles pour la phase gazeuse :

- Stilbène 420

- Coumarin 440
- Coumarin 450

Ces trois colorants possèdent un spectre de fluorescence bien distinct de la longueur d'excitation du laser à 355 nm. L'examen de leur spectre d'absorption respectif indique que c'est le Stilbène 420 qui possède le meilleur rendement d'absorption à 355 nm parmi les trois. Concernant l'efficacité de fluorescence, les données fabricant indiquent que les colorants les plus efficaces sont le Stilbène 420 et le Coumarin 440 avec un rendement de fluorescence d'environ 15 % dans le méthanol. De plus, le Stilbène 420 possède le spectre de fluorescence le plus éloigné de la longueur d'onde du second laser à 532 nm tout en conservant un faible recouvrement avec son spectre d'absorption, limitant ainsi le phénomène d'auto-absorption. Au vu des caractéristiques indiquées, le colorant choisi pour marquer la phase gazeuse est le Stilbène 420.

#### **III.4.1.2. Choix du solvant pour le Stilbène 420**

Le solvant pour le Stilbène 420 doit répondre à certains critères :

- Le colorant doit y être soluble en quantité assez importante.
- Le solvant ne doit pas altérer les propriétés de fluorescence du colorant.
- Le solvant doit pouvoir être atomisé en fines particules.

Le critère le plus contraignant et qui explique principalement notre choix est la solubilité du colorant. En effet, le Stilbène 420 se présente sous la forme d'une poudre qui se trouve être difficilement soluble dans les solvants couramment utilisés. Les seuls solvants classiques qui fonctionnent sont le méthanol et l'éthanol.

En outre, les données fabricant concernant les spectres de fluorescence sont fournies pour une solution de méthanol. Ainsi, les spectres de fluorescence et d'absorption ne seront pas affectés par la nature du solvant (déplacement solvatochromique) (Valeur, 2004).

Ces deux solvants sont très évaporant et les gouttes formées par atomisation disparaissent trop rapidement en particulier dans les conditions d'aérodynamisme et de température rencontrées en moteur dans la seconde partie de l'étude. Il est donc nécessaire de mélanger le solvant avec un autre produit afin de modifier la pression de vapeur saturante de la solution d'ensemencement et réduire l'évaporation. Le glycérol est le produit non évaporant choisi car il possède un indice de polarité proche de celui des deux solvants (5,4 pour le glycérol, 5,1 pour le méthanol et 4,4 pour l'éthanol d'après les données de Burdick & Jackson) et se mélange correctement avec ces solvants et en particulier le méthanol. Ainsi, le solvant final retenu pour dissoudre le Stilbène 420 est un mélange composé de méthanol à 60% et de glycérol à 40% pour assurer une bonne atomisation en particules et avoir un ensemencement homogène comme requis pour le calcul PIV.

#### **III.4.1.3. Choix des filtres optiques**

Le Tableau 2 résume les taux de transmission des combinaisons de filtres qui ont été testées sur pour la phase gazeuse. Ces taux de transmission ont été calculés à partir des spectres de fluorescence bruts, i.e. sans tenir compte de la sensibilité spectrale du système optique.

	AGSP475 (Omega) + Sem414 (Semrock) (1)	AGSP475 (Omega) + BG12 (Schott) (2)	BG12 (Schott) + GG375 (Schott) (3)
Stilbène 420	<b>38,1</b>	33	<b>37,1</b>
Pyrrrométhène 597	0,3	0,3	0,1

**Tableau 2.** Transmissions des combinaisons de filtres

La sélection du signal de fluorescence issu de l'ensemencement du gaz est la plus contraignante car il est encadré par le laser à 355 nm d'un côté et par le laser à 532 nm et la fluorescence de la phase liquide de l'autre. De plus, le signal de fluorescence du gaz est faible en raison de la taille des particules d'ensemencement, obligeant à avoir un taux de transmission très élevé dans cette gamme. Il n'est donc pas possible de multiplier les filtres pour assurer le filtrage des signaux non désirés. Dans ces conditions, trois paires de filtres ont été étudiés pour la phase gazeuse. Le Tableau 2 indique que les combinaisons de filtres (1) et (3) sont les plus efficaces pour transmettre la fluorescence du Stilbène 420. La coupure du signal de fluorescence du Pyrrrométhène 597 (colorant de la phase liquide dont le choix est expliqué Section III.4.2.1), analysée à partir d'une injection du spray, est très forte pour ces deux combinaisons. En revanche, la combinaison (3) laisse passer un résidu de diffusion de Mie à 355 nm contrairement à la combinaison (1). Par conséquent, la combinaison (1) composée de deux filtres passe-bande AGSP475 (3 mm d'épaisseur) et Sem414 (2 mm d'épaisseur) est retenue pour sélectionner la fluorescence du Stilbène 420.

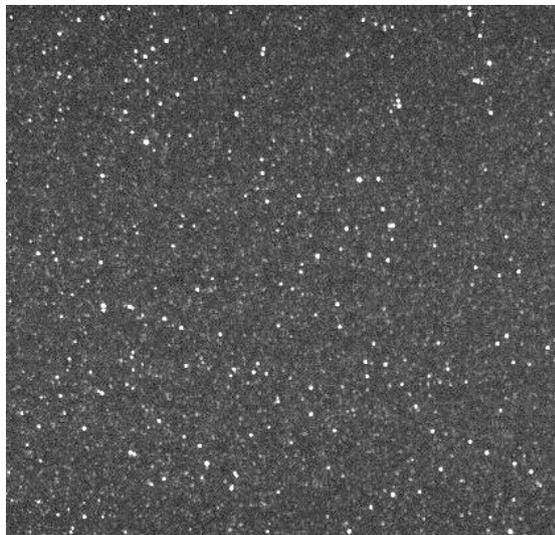
#### **III.4.1.4. Choix de la concentration en colorant**

Le choix de la concentration en colorant est aussi déterminant dans l'efficacité de la fluorescence car il s'agit d'une émission qui évolue avec la concentration. La petite taille des particules d'ensemencement impose de dissoudre une grande quantité de colorant pour obtenir un signal de fluorescence suffisant.

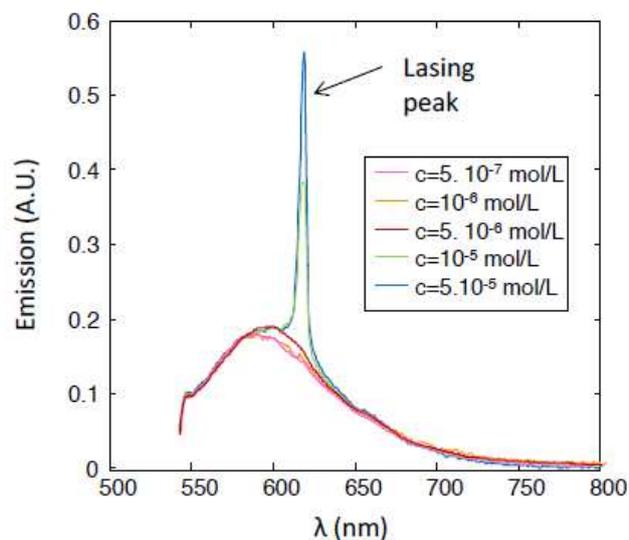
Cependant, une concentration trop grande en colorant peut être néfaste avec la saturation du signal, par l'excitation du colorant qui ne se produit plus dans tout le volume de la goutte mais uniquement dans la couche la plus externe de la goutte (Valeur, 2004), le self-quenching ou une forte auto-absorption.

Un autre phénomène est à prendre en compte dans le choix du colorant avec l'augmentation de la concentration de colorant : le lasing. Le lasing est un phénomène de résonance optique générant des signaux lumineux de très forte intensité. Si le chemin optique parcouru par le laser dans la goutte lors des réflexions internes est égal à un nombre entier de fois la longueur d'onde et si le gain dans la goutte est plus grand que les pertes, alors cette goutte va agir comme une cavité laser (Serpengüzel et al., 2002). Ce phénomène se traduit par l'apparition de spots lumineux dans l'ensemencement du gaz (Figure 54) et son apparition dépend de l'intensité laser et de la concentration en colorant. Perrin et al. (2014) observe qu'au-delà d'un seuil de concentration de Pyrrrométhène 597-C8 dans du dodécane, un pic d'intensité à une longueur d'onde légèrement plus grande (environ 10 nm) que celle du maximum de fluorescence apparaît (Figure 55). Dans notre cas, nous avons estimé que le lasing, qui apparaît dans les gouttes dopées par du Stilbène 420, est émis à une longueur d'onde d'environ 430 nm. Le signal alors généré est si intense que sa diffusion par la phase liquide est suffisamment intense pour être détectée ce qui se traduit dans notre cas par la détection du spray sur l'image de la phase gazeuse comme l'illustre la Figure 56 présentant une image de la fluorescence du gaz en présence de l'injection. Au niveau de la nappe liquide entourée en rouge, un fort signal qui correspond au spray est détecté.

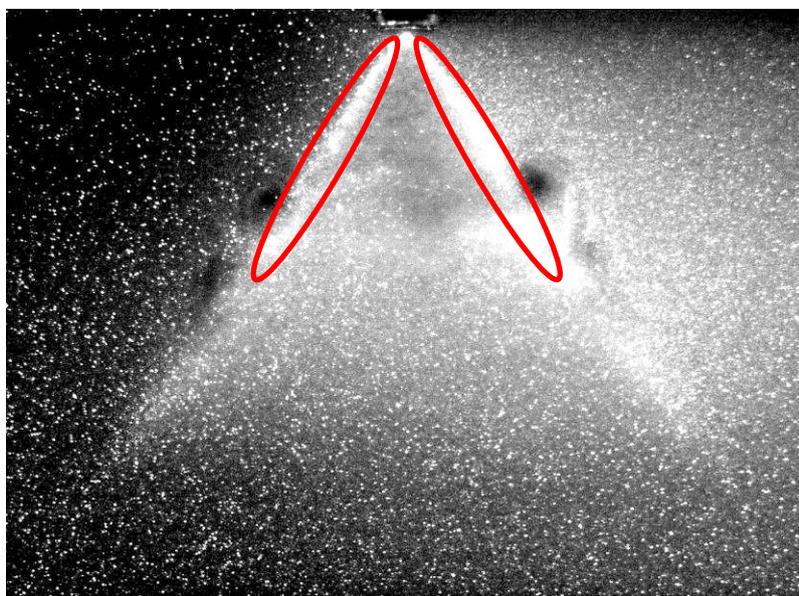
Aucune concentration en Stilbène 420 ne permet de détecter suffisamment de signal de fluorescence pour l'ensemencement en évitant l'apparition du lasing. Il est donc nécessaire de faire un compromis pour obtenir suffisamment de signal pour la mesure PIV tout en limitant le phénomène de lasing. La concentration en Stilbène 420 dans l'ensemencement du gaz est donc fixée à 2 g/L (Kosiwczuk, 2006).



**Figure 54.** Ensemencement d'éthanol et de glycérol dopé avec de la Rhodamine 610 ( $C=1,5$  g/L) laissant apparaître le phénomène de lasing



**Figure 55.** Mesure du spectre d'émission sur des gouttes de dodécane dopées avec du Pyrrométhène 597-C8 (Perrin et al., 2014)



**Figure 56.** Image de fluorescence de la phase gazeuse au cours d'une injection de l'injecteur monotrou laissant apparaître les motifs du spray en raison du lasing (zones entourées en rouge)

Cependant, le lasing restant est toujours suffisant pour que le spray soit détecté sur l'image de fluorescence du gaz. Ce problème est solutionné par le choix du colorant pour la phase liquide dans la Section III.4.2.1.

### III.4.2. Vitesse de la phase liquide

#### III.4.2.1. Choix du colorant

Le colorant utilisé pour marquer la phase liquide doit émettre sa fluorescence dans le rouge en étant excité à 532 nm. Les principaux colorants répondant à ce critère sont répertoriés dans le Tableau 3.

Colorant	Maximum de fluorescence (nm)	Intervalle à mi-hauteur (nm)	Solvant
<b>Rhodamine 590</b>	560	552-580	Méthanol
<b>Rhodamine 610</b>	579	567-599	Méthanol
<b>Pyrrrométhène 597</b>	585	533-645	Méthanol
Rhodamine 640	613	605-630	Méthanol
DCM	669	624-686	DMSO*
<b>LD688</b>	688	653-725	DMSO*

**Tableau 3.** Colorants absorbant à 532 nm d'après les données fabricant

\* DMSO=Diméthylsulfoxyde

Le colorant doit être soluble dans le dodécane et l'isooctane, espèces chimiques utilisés dans cette étude. Parmi les colorants ci-dessus, seul le Pyrrrométhène 597 est directement soluble dans le dodécane qui pose le plus de difficultés. Ce colorant absorbe efficacement à 532 nm et possède un spectre de fluorescence très étalé qui permet de conserver un fort niveau de fluorescence même en supprimant la partie proche de 532 nm.

Ainsi, les fluorescences du spray et de l'ensemencement du gaz sont bien dans deux gammes spectrales différentes permettant l'acquisition de chacune des phases sur deux caméras différentes. Cependant, nous avons mentionné précédemment que le lasing qui apparaît dans l'ensemencement du gaz est diffusé par le spray, renvoyant l'image du spray sur la caméra de la phase gazeuse. Ce phénomène est atténué en choisissant un colorant dopant le spray qui absorbe la longueur d'onde du lasing observé pour réduire la diffusion de l'ensemble du spray.

Il faut donc que le colorant dopant le carburant ait un spectre d'absorption recouvrant en partie le spectre de fluorescence du Stilbène 420. Même si son rendement d'absorption est faible autour de 400 nm, le Pyrrrométhène 597 est le meilleur colorant parmi ceux cités ci-dessus pour absorber le rayonnement du lasing.

Le Pyrrrométhène 597 est donc le colorant choisi pour marquer la phase liquide car il répond aux exigences de solubilité, de rendement et de suppression du lasing.

#### III.4.2.2. Choix des filtres optiques

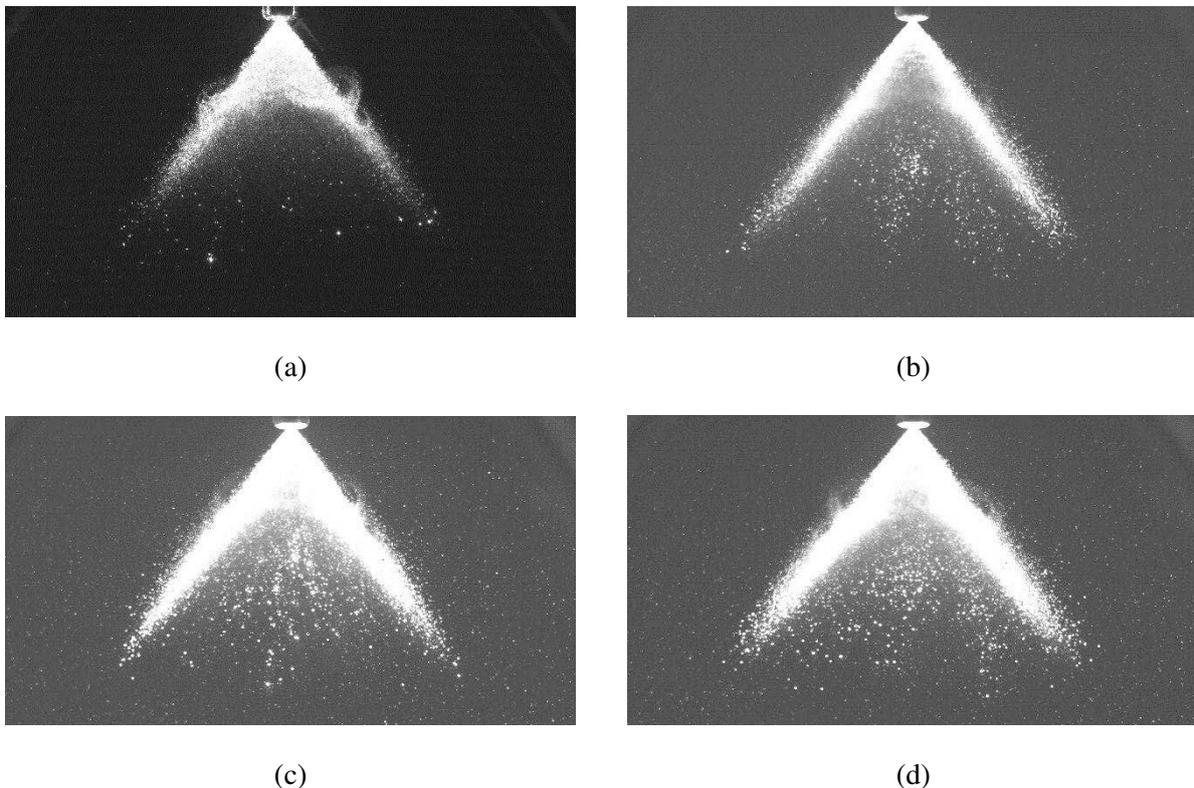
Pour les filtres pour le signal de fluorescence du spray, le filtre OG550 coupe le laser à 532 nm avec au moins une densité optique OD2 tout en assurant plus de 90 % de transmission sur une large

partie de la gamme de fluorescence du Pyrrométhène 597. Deux filtres OG550 de 3 mm d'épaisseur chacun suffisent pour couper les rayonnements non désirés dans notre configuration et ainsi conserver un taux de transmission d'environ 80% pour la fluorescence du Pyrrométhène 597. La fluorescence du Stilbène 420 est supprimée à hauteur de 99,2 %.

Il est à noter que le dodécane émet un rayonnement Raman autour de 630 nm dû aux liaisons C-H qui est détectable en raison de la taille important de certaines gouttes du spray. Cependant, ce signal n'est pas gênant dans la configuration actuelle car il ne sera transmis que par les filtres OG550 et n'apparaîtra donc que sur l'image du spray.

### III.4.2.3. Choix de la concentration en colorant

La concentration en Pyrrométhène 597 est soumise à des contraintes sur l'intensité du signal des gouttes similaires à celles de la phase gazeuse, associées de plus à une large hétérogénéité en taille de goutte variant de 1 à 100  $\mu\text{m}$  environ. L'intensité de fluorescence doit être suffisante pour détecter les plus petites gouttes (1-5  $\mu\text{m}$ ), et pas trop forte pour ne pas saturer le capteur CCD. La Figure 57 présente une image en diffusion de Mie du spray ainsi que trois images de fluorescence du spray avec trois concentrations de Pyrrométhène 597 différentes. On observe que plus la concentration en colorant est élevée, plus le nombre de gouttes détectées augmente jusqu'à détecter, à  $C = 20 \text{ mg/L}$  contrairement à  $C = 5 \text{ mg/L}$ , les plus petites gouttes prises dans la recirculation sur le bord du spray. Cependant, à  $C = 20 \text{ mg/L}$ , le signal de fluorescence est presque saturé dans le cœur du spray. La concentration en Pyrrométhène 597 a donc été fixée à 20 mg/L pour pouvoir détecter les plus petites gouttes du spray et ne pas saturer dans les zones denses du spray.

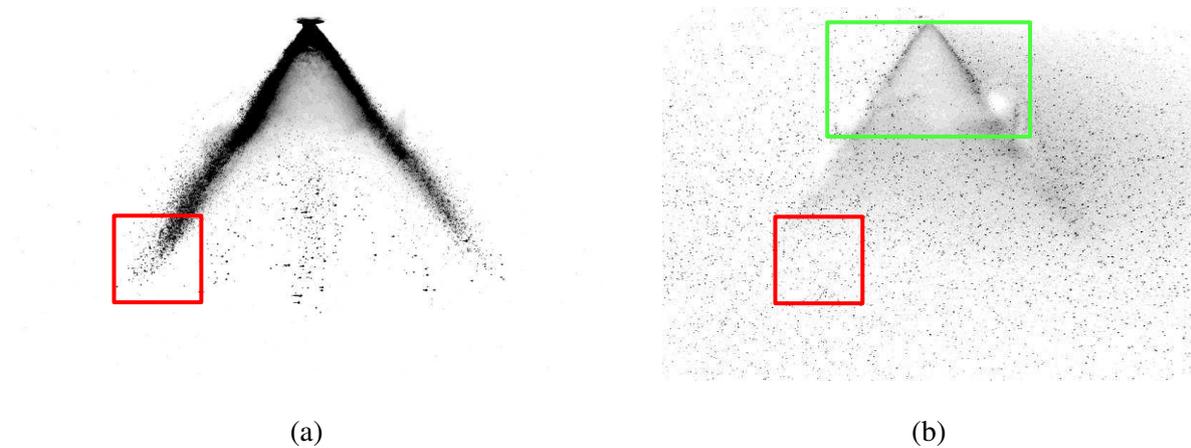


**Figure 57.** Images de spray pour l'injecteur monotrou pour  $P_{inj} = 50 \text{ bar}$  à 2 ms ASOI (a) en diffusion de Mie et par fluorescence avec une concentration en Pyrrométhène 597 de (b) 5 mg/L, (c) 10 mg/L et (d) 20 mg/L

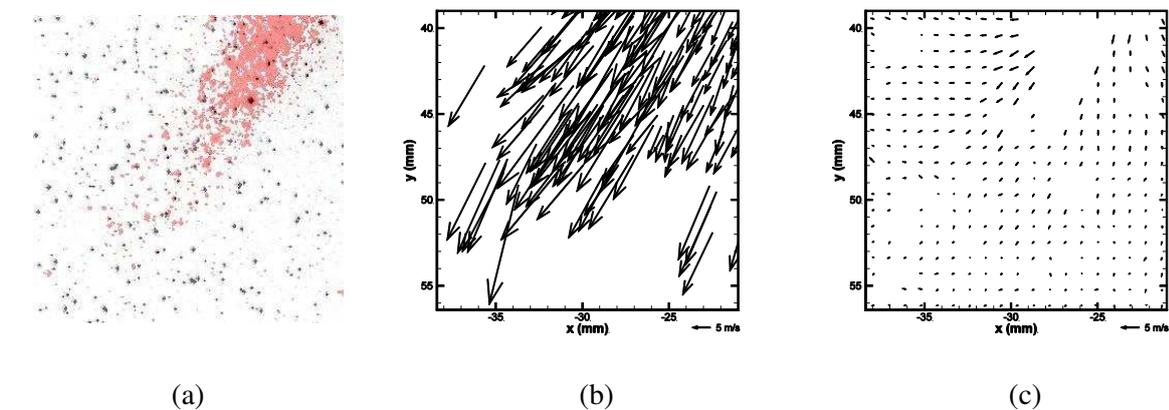
### III.4.3. Validation de la séparation des phases

La validation de la mesure de vitesse de chacune des phases, gaz et liquide par le dispositif de diagnostic optique mis en place est effectuée sur des injections réalisées dans la chambre statique. L'injecteur monotrou est utilisé car son comportement est connu grâce à de précédentes études sur des sprays coniques creux (Lee, 2003 ; Lee et Nishida, 2003; Delay, 2005 ; Kosiwczuk, 2006 ; Proserpi, 2008). Afin d'assurer la capacité du diagnostic à faire des mesures en situation réaliste, les conditions d'injection choisies pour la validation correspondent à un cas étudié dans le Chapitre IV.

La Figure 58 représente des images de fluorescence instantanées et simultanées de particules sans aucun traitement (excepté le recalage spatial) pour chaque colorant : à gauche, l'image de la phase liquide et à droite, l'image de la phase gazeuse. Il n'y a aucun signal parasite venant de l'ensemencement du gaz sur l'image de spray (a). Ce résultat était attendu car la petite taille des particules d'ensemencement du gaz implique une faible intensité de signal (fluorescence ou diffusion de Mie) qui est donc facile à filtrer.



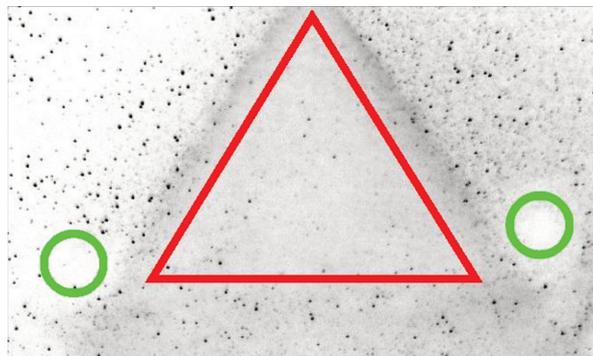
**Figure 58.** Images instantanées de fluorescence des particules (a) du spray et (b) de l'ensemencement du gaz pour l'injecteur monotrou à 2 ms ASOI avec  $P_{inj} = 50$  bar et  $\Delta t_{inj} = 2,26$  ms



**Figure 59.** (a) Superposition des signaux de fluorescence du spray (en rouge) et du gaz (en noir), champ de vitesses (b) du spray et (c) du gaz pour l'injecteur monotrou à 2 ms ASOI avec  $P_{inj} = 50$  bar et  $\Delta t_{inj} = 2,26$  ms

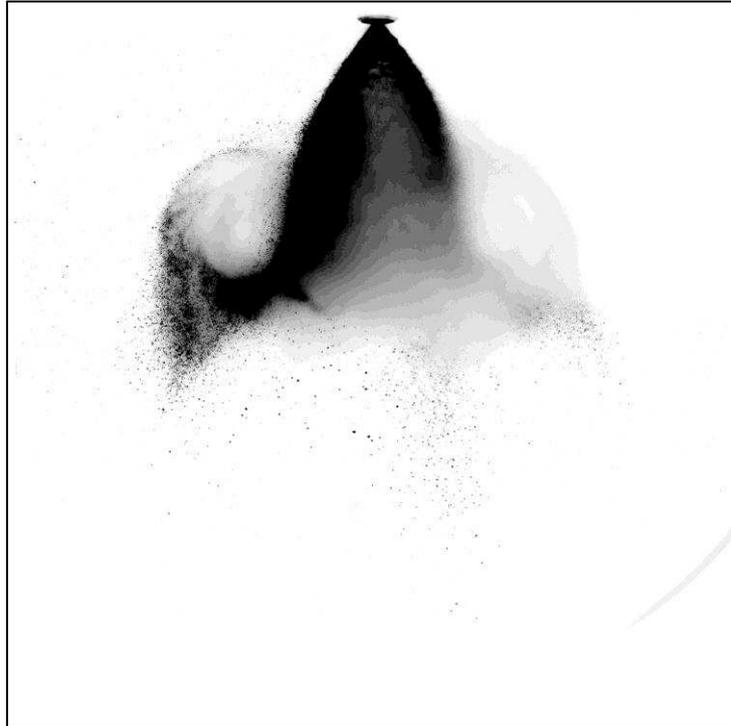
En revanche, le filtrage du rayonnement issu du spray sur l'image du gaz n'est pas aussi aisé à réaliser. En effet, la diffusion de Mie due aux grosses gouttes du spray ainsi que le phénomène de lasing présenté précédemment sont deux sources importantes de signaux indésirables. La superposition des zones encadrées en rouge sur les images des deux phases de la Figure 58 est présentée sur la Figure 59a avec le spray en rouge et l'ensemencement du gaz en noir. Il apparaît que le signal du gaz est bien distinct de celui du spray dans cette zone où les deux sont présents. Ceci est confirmé par les champs de vitesses du spray et du gaz présentés respectivement aux Figure 59b et Figure 59c. La nette différence de vitesse entre les deux phases indique que le champ de vitesse du gaz n'est pas biaisé par la présence du spray dans le milieu.

La Figure 60 représente un zoom de la zone marquée par le rectangle vert dans la Figure 58b, correspondant à la zone proche injecteur. Aucune particule d'ensemencement du gaz n'est détectée dans les zones les plus denses du spray (triangle rouge sur la Figure 60). En effet, la fluorescence émise par les particules d'ensemencement du gaz présentes à l'intérieur du cône du spray est bloquée sur le chemin vers le capteur CCD par la nappe liquide du spray (Delay, 2005). La densité du spray étudié reste donc un facteur limitant pour l'applicabilité de cette technique pour le suivi des déplacements du gaz proche du cœur du spray. C'est aussi une difficulté supplémentaire pour faire des mesures du côté opposé à l'entrée de la nappe laser. En effet, la nappe laser peut être partiellement bloquée par la densité optique du spray dans certaines conditions d'injection. La Figure 61 illustre l'extinction de signal derrière le spray. Diviser le faisceau laser en deux pour former une nappe laser de chaque côté du spray permettrait de régler ce dernier problème, mais l'énergie d'excitation serait alors moins forte et l'alignement des deux nappes assez délicat à réaliser. La symétrie de la configuration étudiée permet de s'abstenir de ce montage délicat.



**Figure 60.** Zoom sur la zone proche sortie injecteur de l'image du gaz pour l'injecteur monotrou à 2 ms ASOI avec  $P_{inj} = 50$  bar et  $\Delta t_{inj} = 2,26$  ms

Enfin, bien que les particules d'ensemencement soient très petites (1-5  $\mu\text{m}$ ), elles ne suivent pas correctement les lignes de courant du gaz dans les zones de forte vorticité telles que le cœur des recirculations générées par le passage du spray (cercles verts sur la Figure 60). Nous atteignons dans ces zones les limites de la technique PIV à suivre les variations de l'écoulement aux plus petites échelles.



**Figure 61.** Image de fluorescence du spray pour l'injecteur monotrou à 3 ms ASOI avec  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms (entrée de la nappe laser à gauche)

Les images superposées de particules des deux phases sur la Figure 59 ont montré que les rayonnements de chaque phase sont acquis séparément par les deux caméras. La mesure de vitesse du gaz est ainsi correcte dans cette zone où le spray est présent. La séparation optique des phases est donc correctement réalisée avec notre diagnostic optique.

#### III.4.4. Conclusion

Le choix du couple de colorants Stilbène 420 et Pyrrométhène 597 pour ensemercer respectivement le gaz et le spray a permis d'atténuer suffisamment le signal parasite de lasing. La séparation des signaux de Mie et de fluorescence a été réalisée grâce aux combinaisons de filtres choisis pour la correspondance de leur bande passante avec le spectre de fluorescence des colorants. C'est le couple colorant-filtre qui détermine l'efficacité de ce diagnostic optique. La fiabilité de cette technique pour séparer les phases dès l'acquisition a été démontrée à l'aide d'une comparaison des images de particules de chaque phase et de leur champ de vitesses respectif dans une zone où les deux phases sont présentes. Enfin, les images présentées ont permis d'aborder la limite du suivi de l'écoulement par les particules d'ensemencement inhérente au diagnostic PIV et la limite de détectabilité dans les milieux très denses.

### III.5. Algorithme de calcul PIV

Les algorithmes de calcul PIV permettent d'extraire une cartographie de vitesses à partir d'un couple d'images de particules. Le développement et la précision des algorithmes actuels vont nous permettre d'exploiter les images de particules obtenues, en réalisant néanmoins quelques adaptations en lien avec les particularités de l'écoulement.

### III.5.1. Recalage des images

Le diagnostic optique mis en place s'appuyant sur l'acquisition simultanée de deux images avec deux caméras différentes, il est nécessaire de recalibrer spatialement les images dans un repère commun avant de calculer les champs de vitesses. La superposition des champs visualisés par chaque caméra est d'abord réalisée mécaniquement par un système de translations et de rotations au niveau des supports des caméras et de la lame séparatrice (cf Section III.2). Un recalage plus précis est ensuite réalisé numériquement à partir des images d'une unique mire par chaque caméra. Ce processus de recalage est présenté sur le diagramme de la Figure 62. Les coordonnées de chaque point de la mire sont extraites pour les deux images et des coordonnées dans un maillage régulier leur sont attribuées. Le centre du repère régulier correspond au même point dans les deux images de mires pour qu'il n'y ait aucun décalage dans le recalage. A partir des deux séries de coordonnées de point, des polynômes de déformation de degré 5 sont déterminés par la méthode des moindres carrés pour chaque caméra de manière à transformer les coordonnées des points dans l'image en coordonnées dans le repère régulier commun aux deux images. Ce sont ces polynômes de déformation qui sont utilisés par la suite pour déformer les images de particules pour corriger les différences de taille, d'orientation et de déformation des systèmes optiques entre les deux caméras.

Le recalage peut aussi être réalisé sur les champs de vitesses après le calcul de corrélation. Cependant, cette méthode ne tient pas compte des différences de grandissement existant dans l'image. Le déplacement mesuré sur l'image originale n'a alors pas la même valeur dans l'espace réel. De plus, les champs de vitesses des deux phases ne sont alors plus superposables : les champs de vecteurs initialement superposables ne le sont plus après que les deux champs aient subi une déformation différente. C'est pourquoi la méthode de recalage avant le calcul de corrélation a été choisie.

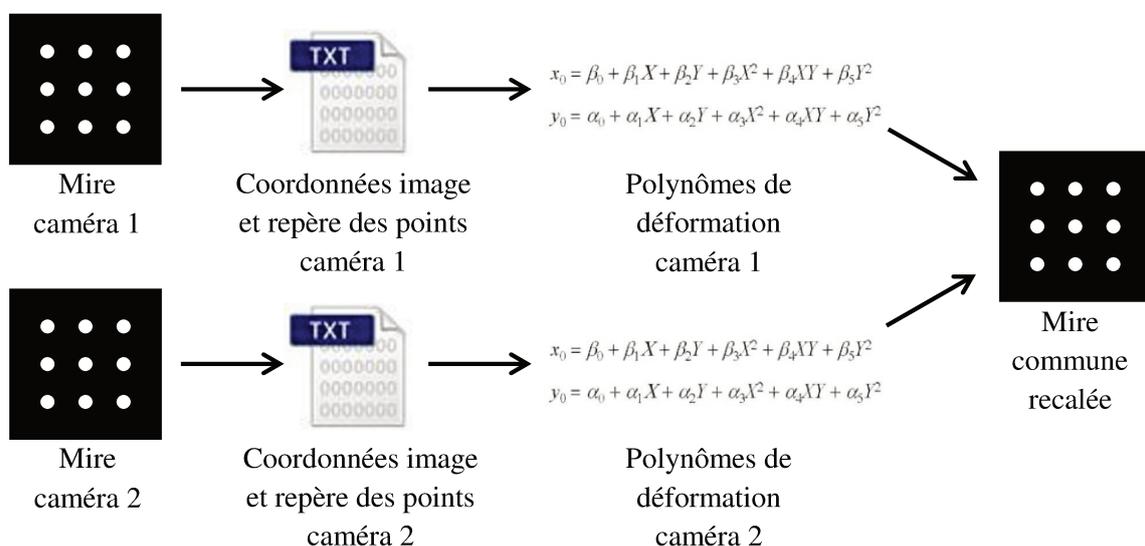


Figure 62. Procédure de la superposition numérique des images

### III.5.2. Algorithme PIV pour la phase continue

En cas de présence d'un spray, la phase continue présente d'importantes disparités en termes d'amplitude de vitesse mais aussi de direction de déplacement notamment dues à la présence de forts gradients de vitesses et de zones de forte vorticité. L'importante inhomogénéité de la densité de

particules d'ensemencement notamment au niveau du spray, est une spécificité supplémentaire dont il faut tenir compte.

Les champs de vitesses instantanées sont obtenus en utilisant un programme de traitement PIV développé par Lecordier (1997) basé sur la corrélation de motifs au sein des images de particules. Afin d'optimiser la qualité du champ de vecteurs, un algorithme de corrélation multi-passes sub-pixel a été utilisé. La première passe est réalisée avec une fenêtre d'interrogation de  $32 \times 32$  pixels ( $1,85 \times 1,85$  mm<sup>2</sup>) et un recouvrement de 50%. Le calcul de corrélation est basé sur la transformée de Fourier rapide (FFT). Cette taille de fenêtre est bien adaptée aux gradients de vitesses présents dans l'écoulement et permet d'obtenir une vitesse relativement uniforme dans chaque maille de calcul pour ne pas lisser le champ de vitesses. Le recouvrement à 50% permet lui aussi de mieux suivre l'évolution de vitesse dans les zones de gradient avec plus de vecteurs. Avant de passer à la deuxième itération, plusieurs filtres sont appliqués afin de supprimer les vecteurs non valides :

- un filtre sur l'amplitude maximale du déplacement
- un filtre sur le rapport signal sur bruit (RSB) minimal
- un filtre médian sur un carré

En raison des différences de vitesse de déplacement et de qualité d'image entre les cas et instants étudiés, il est nécessaire d'adapter les paramètres de ces trois filtres pour chaque instant de chaque cas. Pour les passes suivantes, les mêmes paramètres ont été appliqués pour la fenêtre d'acquisition et le recouvrement. En effet, réduire la fenêtre d'acquisition à  $16 \times 16$  pixels ne permet plus d'avoir assez de particules dans certaines zones de l'écoulement. Avec un recouvrement à 50 %, les vecteurs forment un maillage régulier avec des vecteurs distants de 925  $\mu\text{m}$ . Enfin, pour rejeter la majorité des vecteurs aberrants, une dernière validation des champs de vitesses instantanées est effectuée à l'aide des filtres sur l'amplitude, sur le RSB et médian mais avec des valeurs de paramètres différentes de celles utilisées après la première passe de calcul.

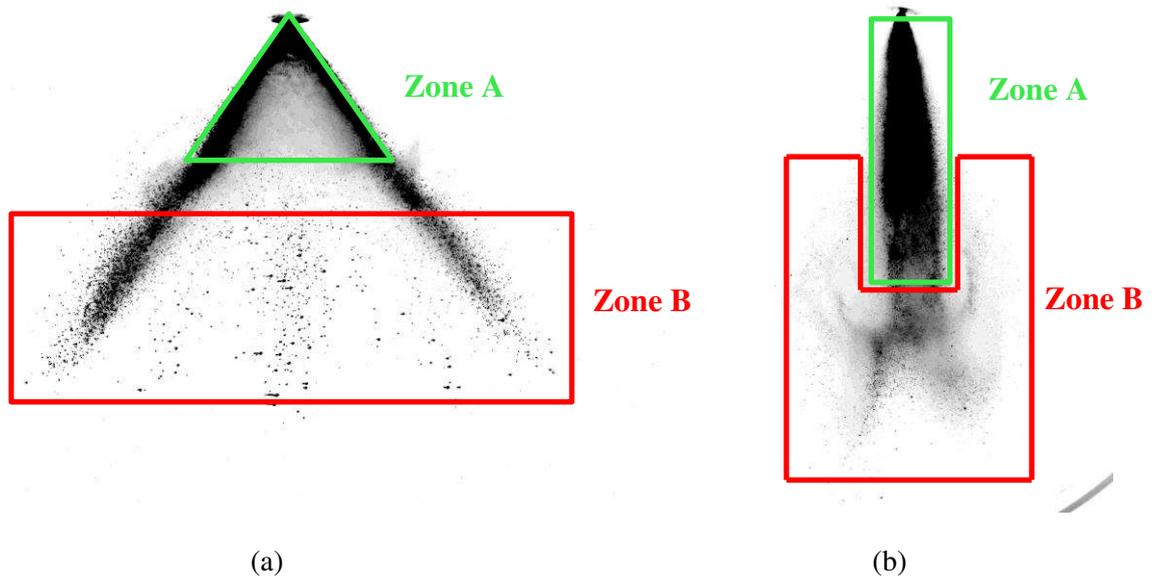
L'utilisation de la corrélation inter-trame dans des fenêtres d'interrogation peut être assimilée à l'application d'un filtre passe-bas sur les champs de vitesse. Il existe donc un lien entre la résolution spatiale de la PIV et la taille de la fenêtre d'interrogation choisie. Selon Foucaut et al. (2004), ces deux grandeurs sont liées par la relation suivante :  $k_c = \frac{2,8}{X}$ , où X est la dimension en pixels de la fenêtre et  $k_c$  le nombre d'onde de coupure en  $\text{pixel}^{-1}$  calculé à -3 dB (correspondant à 50% de valeurs non atténuées). Dans nos conditions, nous obtenons une résolution de 660  $\mu\text{m}$ .

### III.5.3. Algorithme PIV pour la phase dispersée

#### III.5.3.1. Spécificités de la phase dispersée

Le spray est composé de différentes zones aux caractéristiques différentes ce qui rend le calcul de vitesse sur son intégralité plus complexe. Pour l'injecteur monotrou, il peut en effet être décomposé en deux parties bien distinctes : la zone proche du nez de l'injecteur où le spray est encore très dense (zone A sur la Figure 63a) et la zone après atomisation où le spray est moins dense (zone B sur la Figure 63a). Pour l'injecteur multitrou, la partie dense correspond à la partie centrale du spray (zone A sur la Figure 63b) et la partie peu dense à la zone proche de l'interface avec l'air (zone B sur la Figure 63b). La zone peu dense du spray peut être considérée comme un ensemble de particules distinctes et donc être traitée avec une approche particulière de type Particle Tracking Velocimetry (PTV). En revanche, les particules ne peuvent pas être distinguées les unes des autres dans la partie la plus dense du spray, a fortiori là où le spray est encore sous forme de nappe liquide. Une approche

plus statistique avec un algorithme de calcul type PIV basé sur la reconnaissance de motifs par intercorrélation a donc été choisie pour cette zone. Ce second algorithme permet aussi de gérer les fortes différences entre les vitesses du spray suivant l'axe de propagation et suivant l'axe transverse ainsi que les gradients transversaux de la composante axiale de vitesse.



**Figure 63.** Localisation des principales zones d'application des algorithmes de calcul pour (a) l'injecteur monotrou et (b) l'injecteur multitrans : approche statistique dans la zone A et approche particulière dans la zone B

### III.5.3.2. Algorithme de calcul : approche particulière

Nous nous intéressons ici au calcul de vitesse pour les zones peu denses du spray (zone B sur la Figure 63). Cette méthode de calcul requiert d'abord la détermination de l'emplacement des gouttes (ou amas de gouttes) sur chaque image du couple (Figure 64). Ceci est réalisé en déterminant statistiquement le motif de la goutte qui va servir de référence pour localiser les gouttes dans l'image. Les gouttes trouvées sont filtrées par couple d'images avec un test de proximité d'une image à l'autre afin de supprimer les gouttes qui n'auraient pas de correspondance possible dans l'autre image du couple. Ceci permet de réduire un peu le temps de calcul qui commence à devenir non négligeable quand les images possèdent environ 10000 gouttes. Le déplacement des gouttes est ensuite calculé par intercorrélation sur une fenêtre centrée sur l'emplacement de la goutte dans l'image 1. Les vitesses ne sont donc calculées qu'à l'emplacement des gouttes. Le calcul est réalisé en deux passes pour chaque goutte avec une fenêtre d'interrogation de  $32 \times 32$  pixels ( $1,85 \times 1,85 \text{ mm}^2$ ). Entre les deux passes, une validation des vecteurs est réalisée à l'aide d'un filtre sur l'amplitude maximale des vecteurs et d'un filtre sur le niveau minimal du RSB. Enfin, pour valider les champs de vitesses instantanées, les vecteurs sont filtrés selon leur amplitude maximale et leur RSB et par un filtre médian circulaire. Tout comme pour la phase gazeuse, toutes les valeurs des paramètres de ce post-traitement changent en fonction de la configuration étudiée. La Figure 30 présente un champ de vitesses instantanées avant (a) et après (b) validation des vecteurs. Les vecteurs aberrants sont bien supprimés notamment ceux décrivant des trajectoires perpendiculaires à la direction de propagation ou les vecteurs isolés loin du spray. Il est important de noter que le résultat n'est pas un champ structuré avec un maillage régulier comme celui obtenu pour la phase gazeuse ce qui empêche une comparaison directe.

Cet algorithme est donc un outil permettant une prédiction pertinente du déplacement des gouttes du spray. Cependant, la mesure de vitesse du spray est incomplète car elle n'est pas effectuée dans les zones ayant une densité de gouttes trop grande comme c'est le cas pour la mesure présentée Figure 65b. Cette zone du spray, nommée Zone A précédemment, sera donc traitée avec le second algorithme dit « statistique ».

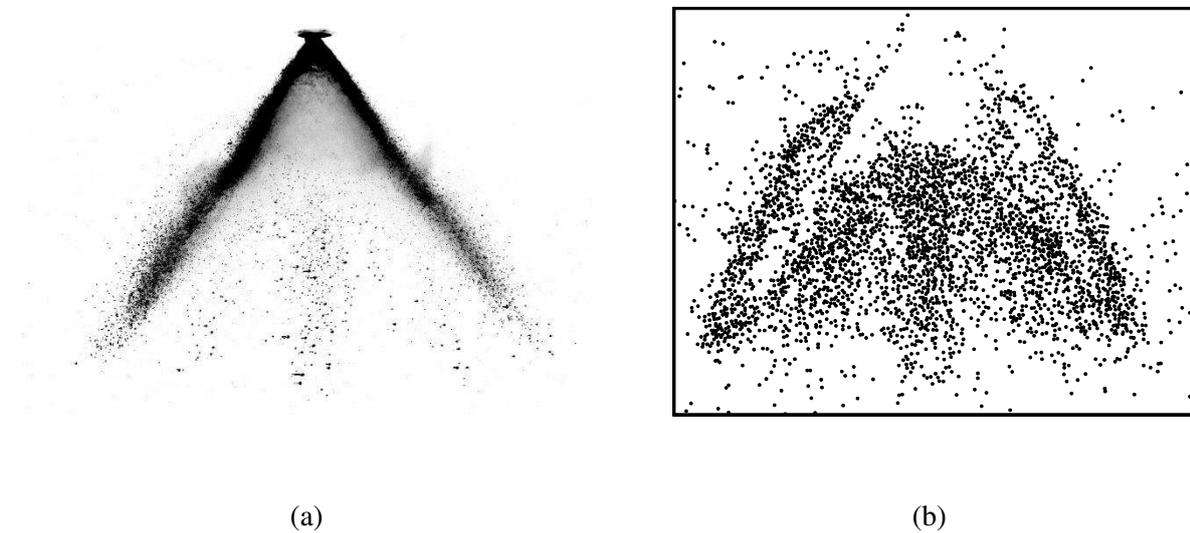


Figure 64. (a) Image instantanée du spray et (b) emplacement des gouttes pour cette même image pour l'injecteur monotrou à 2 ms ASOI avec  $P_{inj} = 50$  bar et  $\Delta t_{inj} = 2,26$  ms

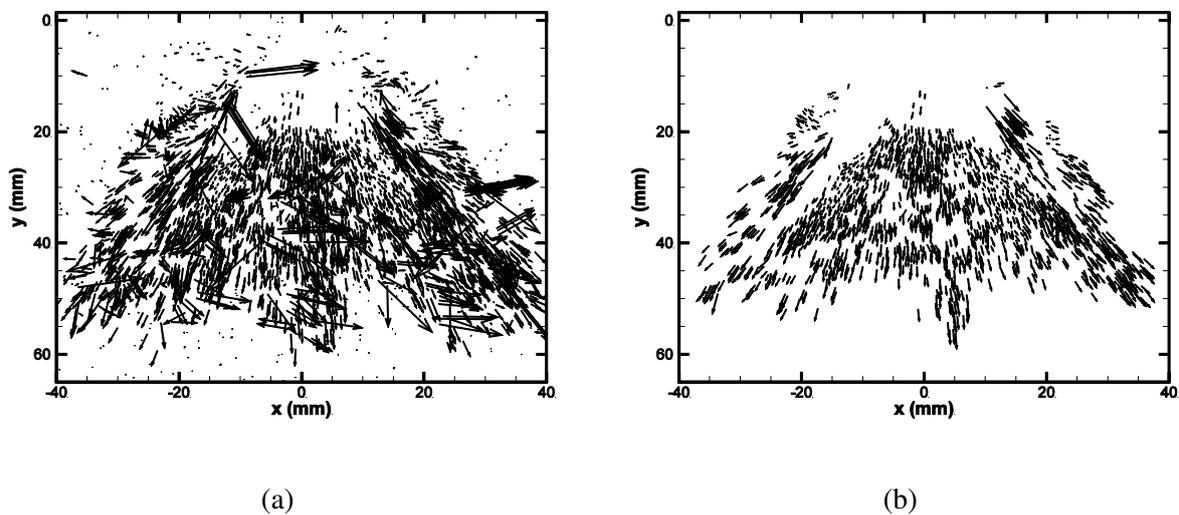


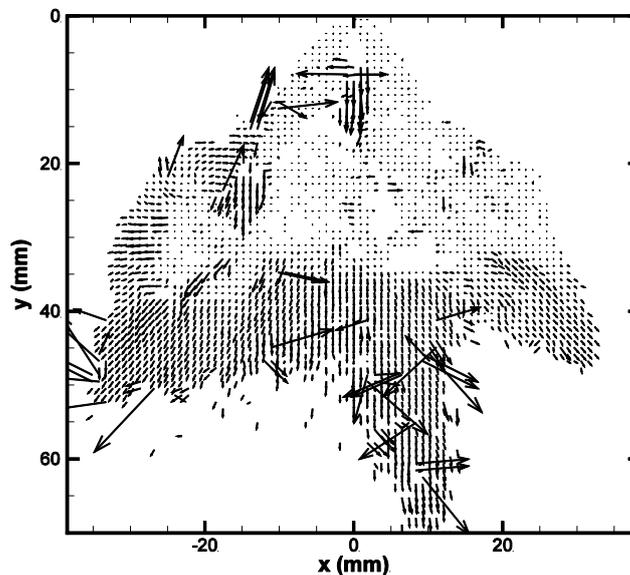
Figure 65. Champ de vitesses instantanées du spray (a) avant et (b) après validation pour l'injecteur monotrou à 2 ms ASOI avec  $P_{inj} = 50$  bar et  $\Delta t_{inj} = 2,26$  ms

### III.5.3.3. Second algorithme de calcul : approche statistique

Bien que composée d'un ensemble de gouttes, la partie la plus dense du spray apparaît sous l'aspect d'un motif continu avec des fluctuations d'intensité de signal. La méthode particulière étant

inefficace, nous nous tournons vers une approche statistique basée sur le principe de la PIV. Plusieurs algorithmes ont été envisagés pour converger vers la meilleure option.

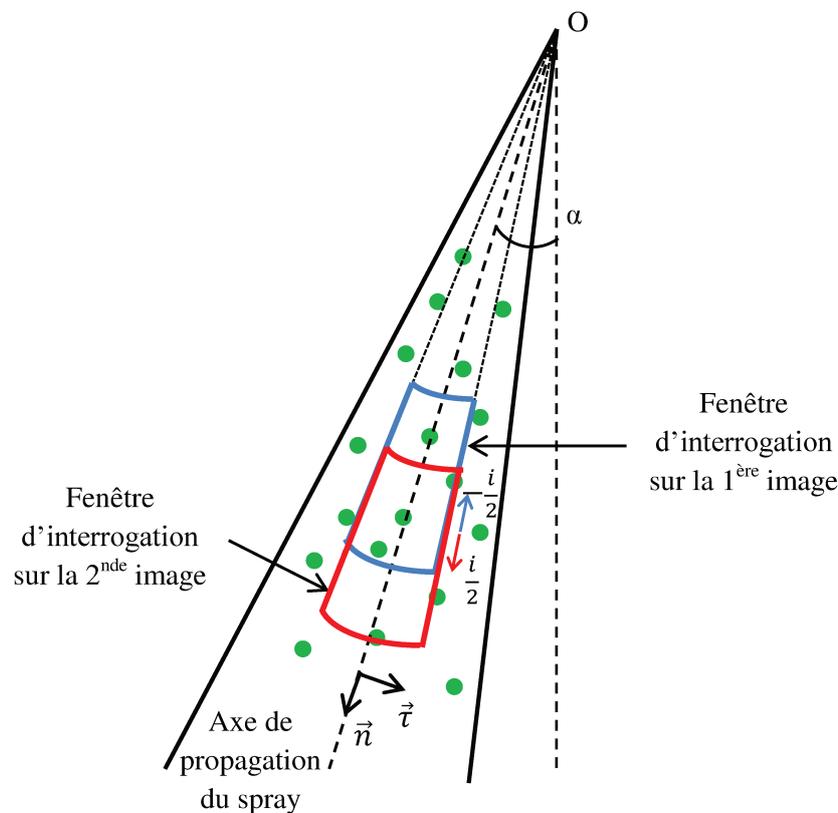
Tout d'abord, un algorithme de calcul PIV multi-passes classique tel que celui utilisé pour la phase gazeuse a été testé. Il apparaît clairement sur la Figure 66, présentant le champ de vitesse obtenu avec cet algorithme, que la région dense du spray ne peut pas être investiguée avec cette méthode. En effet, la majorité des vitesses mesurées sont quasiment nulles alors qu'il s'agit de la zone de plus forte vitesse du spray comme cela a déjà été montré pour ce type d'injecteur. Un algorithme avec des vecteurs prédictifs d'ordre 1 pourrait être utilisé car il permettrait d'optimiser la position et l'orientation de la fenêtre d'interrogation sur la seconde image, mais l'expansion rapide du spray empêche toujours d'avoir une corrélation assez bonne pour calculer le champ de vitesses. Pour prendre en compte cette expansion rapide, c'est un algorithme itératif avec des vecteurs prédictifs d'ordre 2 qui doit être utilisé.



**Figure 66.** Champ de vitesses instantanées calculé par un algorithme de PIV classique (sans validation) pour l'injecteur monotrou à 2 ms ASOI avec  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms

La Figure 67 présente la définition des fenêtres d'interrogation pour ce second algorithme de calcul. Compte-tenu de l'orientation privilégiée des déplacements des gouttes suivant l'axe de propagation du spray, les fenêtres d'interrogation sont allongées suivant l'axe de propagation privilégié du spray (en pointillé sur la Figure 67) et étroites dans la direction perpendiculaire. Elles sont ainsi adaptées aux grands déplacements suivant  $\vec{n}$ , aux faibles déplacements suivant  $\vec{\tau}$  et aux forts gradients  $\frac{\partial u_n}{\partial \tau}$ . De plus, comme indiqué sur la Figure 67, les fenêtres d'interrogation ne sont pas des rectangles mais plutôt des sections de disque pour bien prendre en compte l'expansion du spray. Les fenêtres d'interrogation sont centrées sur un nœud d'un maillage régulier, représenté par les croix sur la Figure 68, dont les coordonnées sont définies par sa distance au point d'origine O, qui correspond au nez de l'injecteur, et par son angle  $\alpha$  par rapport à l'axe vertical. Pour cette étude, la taille de base des fenêtres d'interrogation a été fixée à  $10 \times 20$  pixels et le maillage comporte un point tous les 10 pixels dans chaque direction (Figure 68). La détermination du déplacement statistique au nœud est réalisée en deux étapes. D'abord, une inter-corrélation par FFT est calculée pour différents décalages  $i$  suivant  $\vec{n}$  entre les deux fenêtres par pas de 1 pixel. Afin de bien considérer un ensemble de gouttes dans une zone symétrique autour du nœud, le déplacement des fenêtres d'interrogation se fait

symétriquement, i.e. pour un décalage  $i$ , la première fenêtre est décalée de  $-i/2$  et la seconde de  $i/2$ . Pour chaque décalage  $i$ , le maximum de corrélation est repéré et une bande de 1 pixel de largeur suivant  $\vec{n}$ , centrée sur la position du maximum, est extraite de la carte de corrélation. L'ensemble des bandes extraites est ensuite concaténé pour former une carte des maxima de corrélation en fonction du déplacement  $i$  (Figure 69). Cette nouvelle carte de corrélation permet de déterminer l'emplacement du maximum de corrélation suivant l'axe  $\vec{n}$  et donc le décalage  $\Delta i_{max}$  correspondant entre les fenêtres d'interrogation. Ensuite, un second calcul de corrélation est réalisé en décalant les fenêtres d'interrogation de  $\Delta i_{max}$  pour raffiner la détermination du déplacement suivant  $\vec{n}$  et déterminer le déplacement suivant  $\vec{\tau}$ . Enfin, les déplacements obtenus dans le repère  $(\vec{n}, \vec{\tau})$  sont projetés dans le repère orthonormé initial. Pour améliorer leur qualité, les champs de vitesses instantanées obtenues par cette méthode sont validés par un filtre sur l'amplitude maximale de déplacement, un filtre sur le RSB minimal et un filtre médian circulaire dont les paramètres sont ajustés d'un point de mesure à l'autre.



**Figure 67.** Fenêtres d'interrogation pour l'algorithme statistique

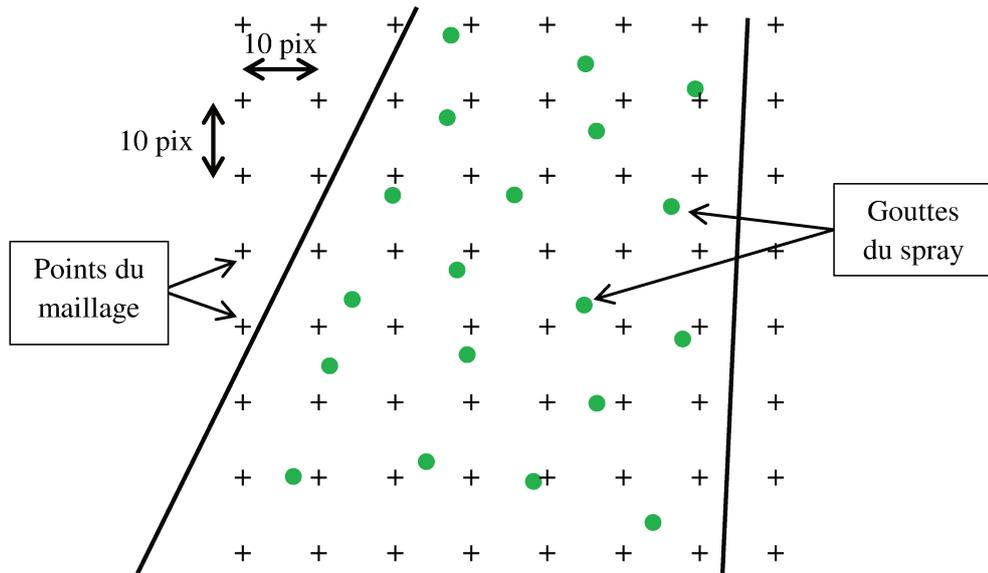


Figure 68. Représentation du maillage régulier utilisé pour l’algorithme statistique

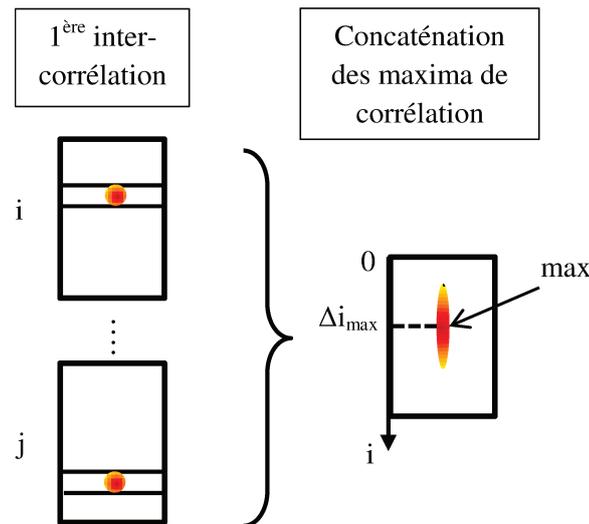


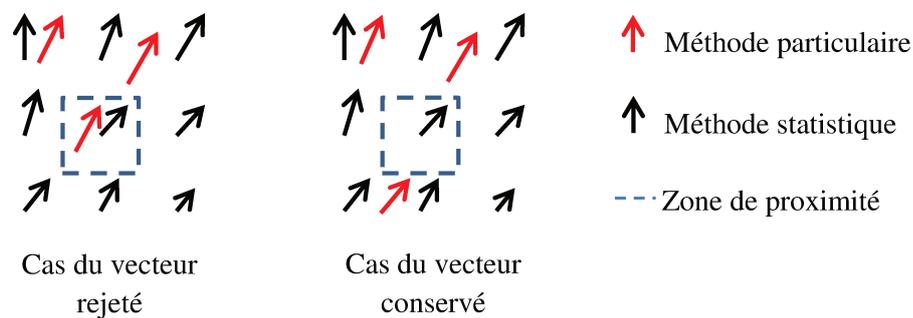
Figure 69. Détermination du déplacement  $\Delta i_{\max}$  utilisé pour la seconde corrélation

#### III.5.3.4. Concaténation et validation des deux méthodes

Le champ de vitesse complet de la phase dispersée est obtenu en utilisant les deux méthodes de calcul présentées. La cohérence de ces deux méthodes dans les zones où elles se recouvrent doit être vérifiée et le choix de la méthode de concaténation pour ces régions doit être fait.

Le champ de vecteurs obtenu avec l’approche particulière ne possède pas de maillage régulier contrairement au champ de vecteurs obtenu avec l’approche statistique. Tous les vecteurs calculés avec la méthode particulière fournissent une information sur la vitesse à l’emplacement exact d’une goutte. Au contraire, les vecteurs calculés avec la méthode statistique sont placés sur un maillage

régulier. Ainsi, à l'intersection des zones d'application de la méthode statistique avec une faible densité de particules peut conduire à un champ de vitesses avec une information redondante puisqu'une seule goutte peut mener au calcul de plusieurs vecteurs vitesses. Par conséquent, la méthode particulière a été privilégiée dans les zones où les deux méthodes fonctionnent en conservant l'intégralité de ses vecteurs. Pour déterminer quels vecteurs de la méthode statistique supprimer, un test de proximité est effectué avec les vecteurs du champ obtenu avec la méthode particulière. Comme décrit sur la Figure 70, après superposition des champs des deux méthodes, une zone de 10×10 pixels est définie autour de chaque vecteur de la méthode statistique de manière à couvrir l'intégralité du champ sans redondance. Si au moins un vecteur de la méthode particulière se trouve dans la zone dite « de proximité » définie autour du vecteur de la méthode statistique, alors ce dernier est supprimé, sinon il est conservé. Les vecteurs de la méthode statistique conservés sont ensuite concaténés au champ de la méthode particulière.

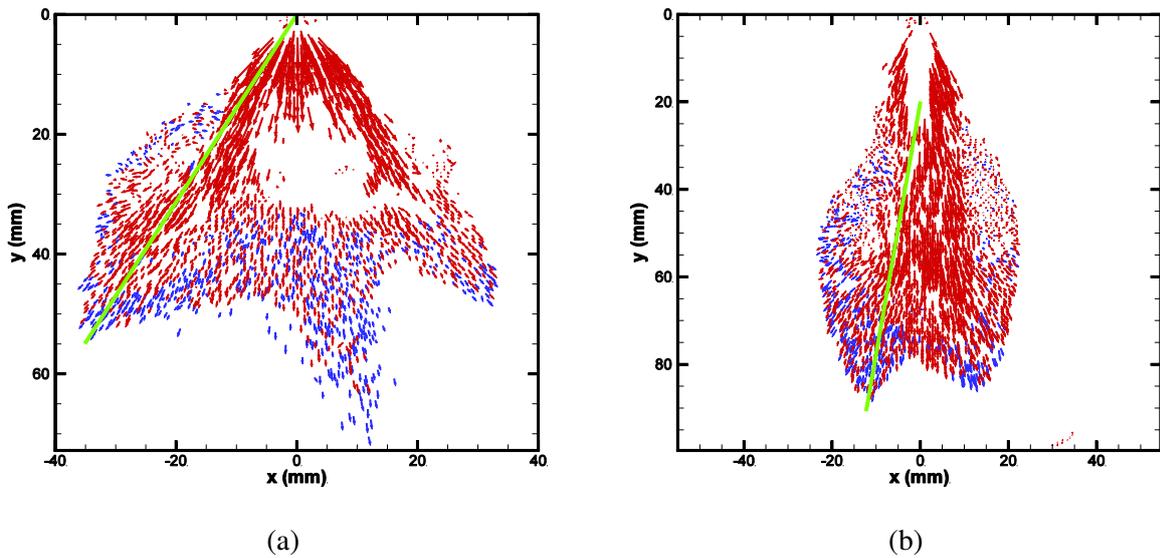


**Figure 70.** Méthode de sélection des vecteurs obtenus avec l'algorithme statistique

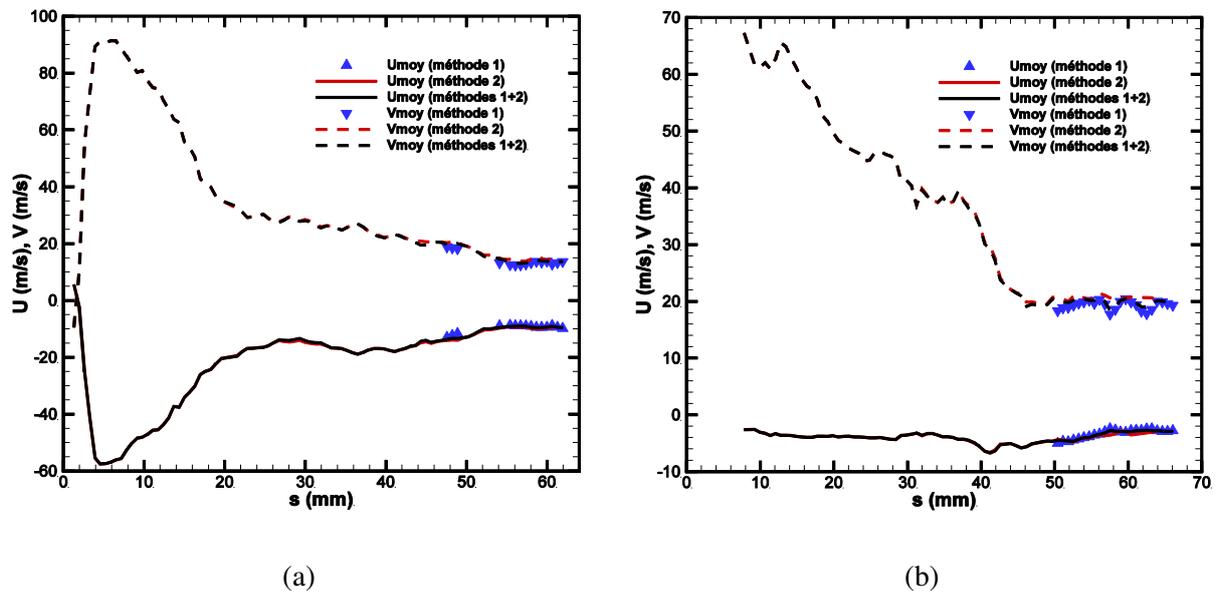
La Figure 71 présente deux champs de vitesses instantanées de la phase dispersée pour l'injecteur monotrou (a) (même champ que la Figure 66) et l'injecteur 7 trous (b) après filtrage et concaténation des champs des deux méthodes suivant le protocole exposé ci-dessus. Les zones de prédilection de chaque méthode sont mises en évidence avec les vecteurs bleus correspondant à la méthode particulière sur les bords du spray (zone peu dense en gouttes) et avec les vecteurs rouges correspondant à la méthode statistique au cœur du spray (zone dense en gouttes).

La partie où les deux méthodes fonctionnent est visible et permet de vérifier la continuité ainsi que la concordance entre les champs obtenus avec ces deux méthodes. Puisque l'emplacement des vecteurs n'est pas le même entre les deux champs instantanés, les champs moyens basés sur 50 champs instantanés sont utilisés. Pour ce faire, tous les champs instantanés sont d'abord sommés pour chaque méthode puis moyennés dans une zone correspondant au maillage du champ de vecteurs de la phase continue, soit une zone de 16×16 pixels. Le vecteur moyen obtenu dans chacune de ces zones de très petite taille est attribué au milieu de celle-ci pour être aux mêmes coordonnées que le vecteur de la phase continue. Les maillages des champs obtenus avec chaque méthode sont ainsi communs et réguliers. Les profils de vitesses moyennes réalisés suivant la coupe représentée en vert sur la Figure 71 sont présentés Figure 72. Le profil pour l'injecteur monotrou (a) correspond au cas à 2 ms ASOI pour  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms et celui pour l'injecteur 7 trous au cas à 2 ms ASOI pour  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms. Pour les deux cas, la correspondance entre les profils de vitesses de chaque méthode est très bonne puisque l'écart moyen entre les composantes de vitesses est inférieur à 0,2 pix avec un maximum à environ 0,4 pix. Cet écart de déplacement correspond à un écart de vitesse mesurée d'environ 1 à 2 m/s. Cette valeur est faible devant la vitesse du spray qui est dans cette zone

de l'ordre de 20 à 30 m/s. Par conséquent, les deux algorithmes de calcul mis en place pour déterminer le champ de vitesses complet du spray sont cohérents et montrent un parfaite concordance entre eux.



**Figure 71.** Champs de vitesses instantanées calculés avec la méthode particulière (en bleu) et avec la méthode statistique (en rouge) pour (a) l'injecteur monotrou à 2 ms ASOI avec  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms et (b) l'injecteur 7 trous à 2 ms ASOI avec  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms



**Figure 72.** Comparaison des profils de vitesses du spray obtenus avec la méthode particulière (triangle noir) et avec la méthode statistique (courbe rouge) suivant la droite verte défini sur la Figure 71 pour (a) l'injecteur monotrou et (b) l'injecteur multitrous

### III.6. Validation en chambre statique

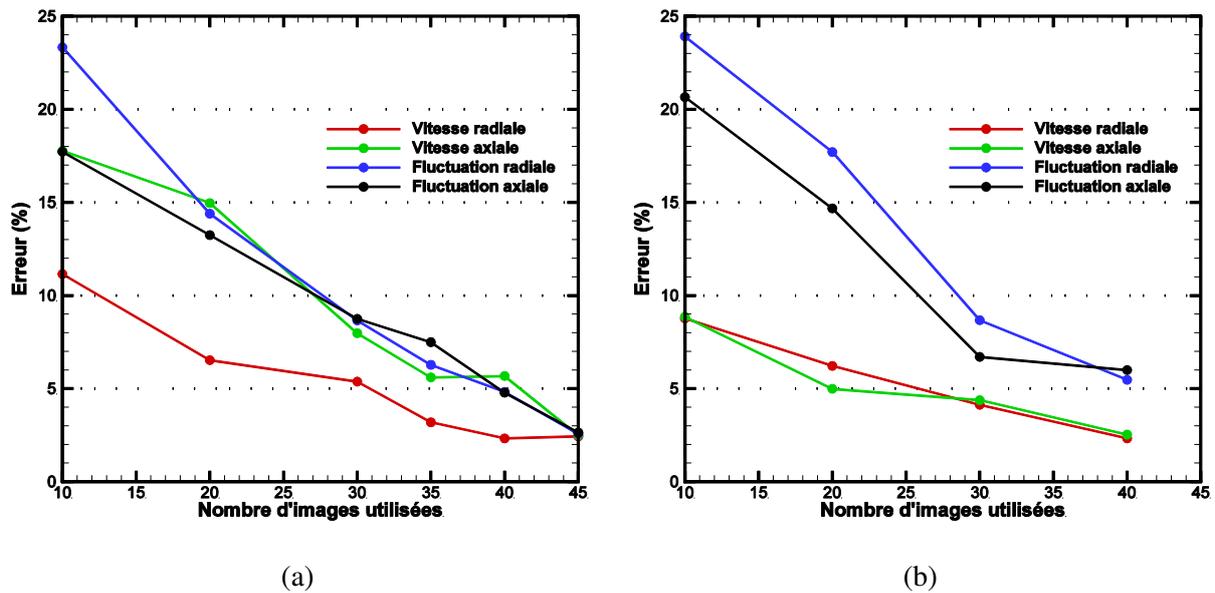
Compte-tenu de la très petite taille des particules marquant le gaz qui conduit à un signal très faible par rapport à la diffusion de Mie et à des motifs de gouttes différents, il est important de valider

cette mesure dans les conditions de sa réalisation. La mesure de vitesse du gaz est donc validée par une analyse des mesures dans la chambre statique.

### III.6.1. Convergence des mesures de vitesse

La convergence statistique des grandeurs d'intérêt, à savoir les vitesses axiales et radiales des deux phases ainsi que leurs fluctuations dans notre cas, est vérifiée en calculant l'écart relatif entre la moyenne ne prenant en compte que  $i$  images et la moyenne réalisée avec toutes les images est calculé. Considérons  $A$  la grandeur dont la convergence est validée, alors l'écart relatif est défini comme :

$$\Delta A_i = \frac{A_i - A_{i,max}}{A_{i,max}} \quad \text{Eq. 11}$$



**Figure 73.** Convergence des mesures de vitesses et de fluctuations (a) du gaz et (b) du spray pour l'injecteur monotrou avec  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms

Cette méthode est appliquée pour la phase gazeuse sur la moitié gauche du profil à 30 mm du nez de l'injecteur pour l'injecteur monotrou avec  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms (Figure 73a). Pour les vitesses comme pour les fluctuations de vitesses du gaz, l'erreur réalisée avec 45 paires d'images est inférieure à 3% pour les deux composantes. Pour la phase liquide, le demi-profil est pris à 45 mm du nez de l'injecteur pour l'injecteur monotrou avec  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms (Figure 73b). Avec 40 paires d'images, l'erreur relative sur les vitesses est aussi inférieure à 3% mais pour les fluctuations de vitesses, l'erreur est d'environ 6%.

Donc 50 paires d'images sont réalisées pour chaque point de mesure, ce qui est un bon compromis entre la convergence et le temps de réalisation des mesures puisque seulement 25 paires d'images peuvent être réalisées consécutivement, à raison d'une image toutes les 10 secondes, avant un nettoyage complet de la chambre.

### III.6.2. Equation de continuité

La continuité de l'écoulement est un autre moyen de valider la convergence et la qualité des mesures de vitesses du gaz qui est considéré incompressible dans cette configuration (ce n'est

évidemment plus vrai dans le cas du moteur). Pour ce faire, un tore de section rectangulaire dont l'axe est confondu avec celui du spray est défini et le débit massique entrant et sortant sur chaque face est calculé (Figure 74). Pour un écoulement incompressible supposé bidimensionnel dans le plan de mesure, la somme des débits massiques de chaque face doit être nulle. Le calcul est réalisé en découpant les faces en bandes (sections verticales) ou en anneaux (sections horizontales) centrées sur le vecteur vitesse :

$$Q_{face} = \sum_{k=1}^N \rho_g V_k S_k \quad \text{Eq. 12}$$

Où  $k$  est le numéro de la section,  $N$  le nombre total de sections sur la face,  $\rho_g$  la masse volumique du gaz,  $V_k$  la vitesse du gaz dans la section  $k$ ,  $S_k$  la surface de la section  $k$  et  $Q_{face}$  le débit massique à travers la face.

L'équation de conservation de la masse pour le gaz est alors définie par :

$$\sum_{i=1}^4 Q_{face,i} = 0 \quad \text{Eq. 13}$$

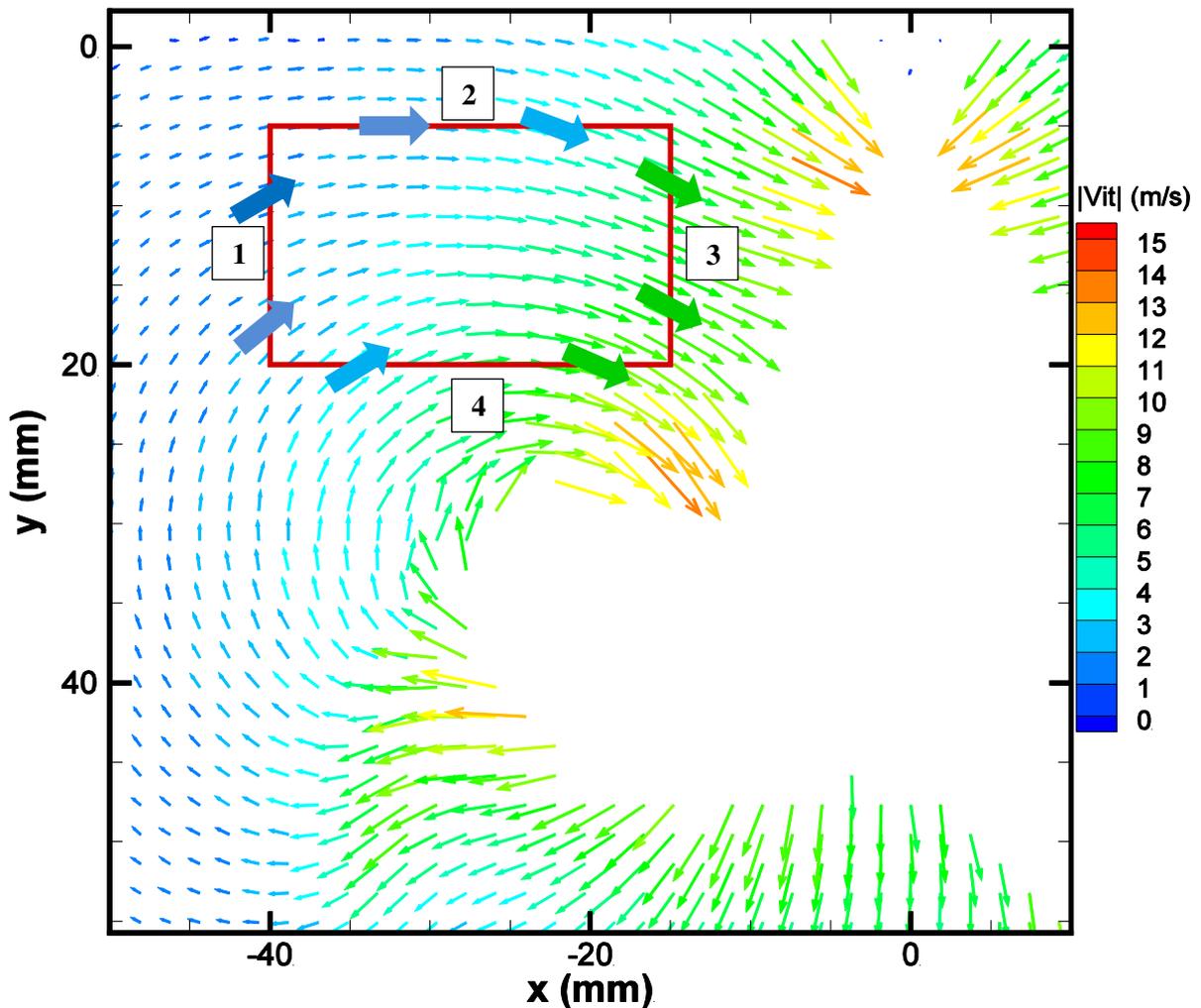
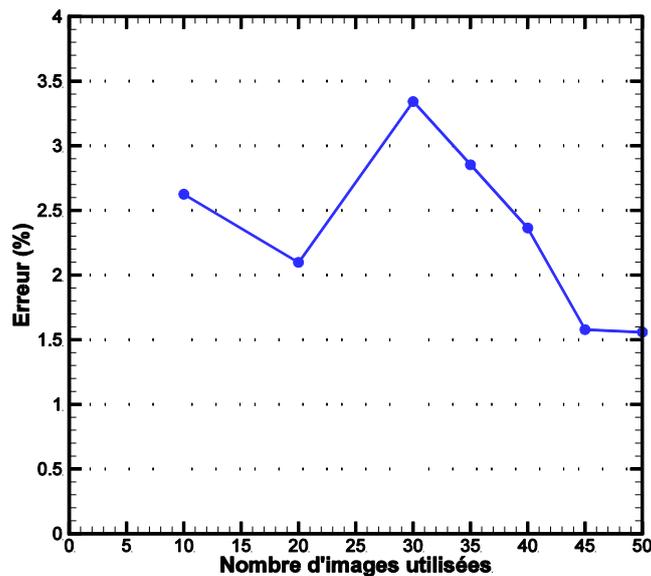


Figure 74. Domaine de validation de l'équation de continuité pour l'injecteur monotrou à 3ms ASOI avec  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms

L'erreur relative  $\Delta Q_{\text{continuité}}$  est alors définie comme étant le rapport entre la valeur du bilan de masse et la somme des valeurs absolues du débit sur chaque face :

$$\Delta Q_{\text{continuité}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=4} Q_{\text{face},i}}{\sum_{i=1}^{i=4} |Q_{\text{face},i}|} \times 100 \quad \text{Eq. 14}$$

Nous observons que même avec peu d'images, l'erreur relative est très faible. Avec 50 paires d'images, elle est seulement de 1,5%. En sachant que le champ de vitesses moyennes est convergé avec 50 paires d'images, les écarts de débits massiques ne peuvent être attribués qu'à une entrée ou une sortie de masse suivant la direction perpendiculaire au plan de mesure. Ainsi avec ce niveau d'erreur, nous pouvons affirmer que l'écoulement est bien bidimensionnel.

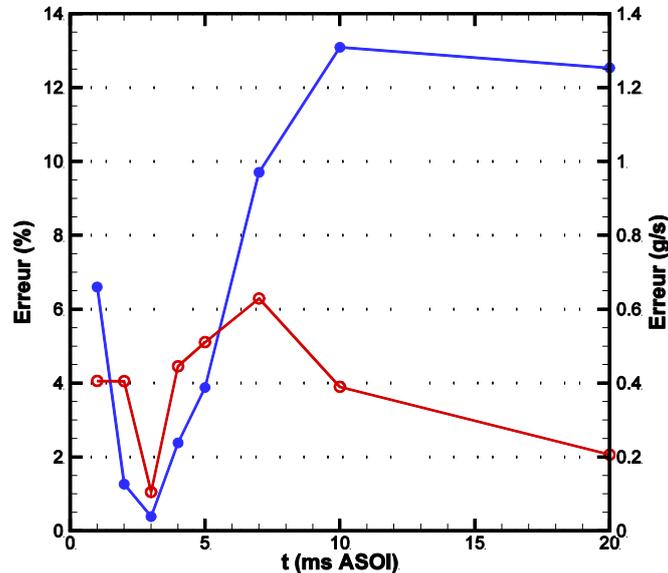


**Figure 75.** Validation de l'équation de continuité en fonction du nombre d'images utilisées – Paramètres d'injection :  $P_{\text{inj}} = 100$  bar,  $\Delta t_{\text{inj}} = 3$  ms,  $t = 3$  ms ASOI avec l'injecteur monotrou

L'erreur absolue et l'erreur relative de l'équation de continuité en fonction du délai ASOI en utilisant 50 paires d'images sont présentées Figure 76. Il apparaît que pendant l'injection l'erreur relative est faible ( $< 3\%$ ) sauf au tout début de l'injection. En effet, la mise en mouvement de l'air ne se fait pas instantanément mais se propage du spray vers l'extérieur. La décroissance observée entre 1 et 2 ms ASOI couplée à une erreur absolue constante indique bien que l'erreur relative est surtout due à la faible vitesse du gaz à 1 ms ASOI. Si des mesures avaient été réalisées avant 1 ms ASOI, nous aurions probablement observé une décroissance plus longue de l'erreur relative comme dans les travaux de Delay (2005). L'entraînement du gaz par le spray a la propriété de forcer l'écoulement gazeux dans le plan de symétrie du spray (i.e. plan de mesure) réduisant l'importance des mouvements perpendiculaires au plan. Ainsi, la plus faible erreur relative sur l'équation de continuité est observée à la fin de l'injection avant qu'elle n'augmente à nouveau au fur et à mesure que le fluide ralentit après le passage du spray. L'erreur relative finit par atteindre un palier à 13% à partir de 10 ms ASOI indiquant que même longtemps après le passage du spray, l'écoulement conserve relativement bien son caractère bidimensionnel.

De plus, nous constatons que l'erreur relative est la plus importante lorsque les vitesses sont faibles. Il serait donc intéressant de maximiser les déplacements mesurés en augmentant le délai PIV pour réduire cette erreur relative. Cependant, la dynamique de vitesse est large avec au moins un ordre

de grandeur et il n'est pas forcément judicieux d'allonger le délai PIV car il est couramment admis que le déplacement mesuré ne doit pas excéder le quart de la taille de maille. Les déplacements des zones les plus rapides seraient alors soit inaccessibles, soit moyennés sur la plage temporelle entre les deux pulses lasers, lissant ainsi les effets instationnaires.



**Figure 76.** Erreur absolue (en rouge, symbole creux) et erreur relative (en bleu, symbole plein) sur l'équation de continuité du gaz en fonction du délai ASOI pour l'injecteur monotrou avec  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 2,26$  ms

L'équation de conservation de la masse est aussi vérifiée en instantané. Dans la zone d'entraînement d'air, l'erreur relative est inférieure à 5%, mais quand la zone voisine du centre du tourbillon est prise en compte, l'erreur augmente significativement. Nous n'avons pas d'explication certaine pour ce phénomène mais c'est peut-être lié aux effets instationnaires du tourbillon ou à la difficulté de faire des mesures fiables dans les zones à forte vorticité puisque les particules d'ensemencement ne suivent pas rigoureusement l'écoulement dans ces zones.

### III.6.3. Peak-locking

L'enregistrement sur le capteur CCD revient à un échantillonnage spatial du signal lumineux des particules. Si la fréquence d'échantillonnage est suffisante et vérifie le critère de Nyquist, alors le signal initial peut être correctement reconstruit. Néanmoins l'imagerie des très petites particules telles que celles utilisées pour l'ensemencement PIV produit parfois des cas où ce critère n'est pas respecté. Il peut alors apparaître le phénomène de peak-locking qui tend à privilégier certaines classes de vitesse à proximité des valeurs entières. Ce phénomène est lié à la taille de la tache de diffusion des particules quand elle est de l'ordre du pixel. Plus de détails sur les sources du peak-locking et les méthodes pour le supprimer sont fournis dans le livre de Boutier (2012b) par exemple.

Pour vérifier l'absence de ce phénomène, il faut tracer l'histogramme des composantes de vitesse. La Figure 77 présente les histogrammes des composantes axiale et radiale cumulés sur 25 champs de vitesses instantanées du gaz. Ces histogrammes ne présentent pas d'oscillations avec une période d'un pixel, ce qui signifie qu'il n'y a pas de peak-locking sur nos mesures dans la chambre statique.

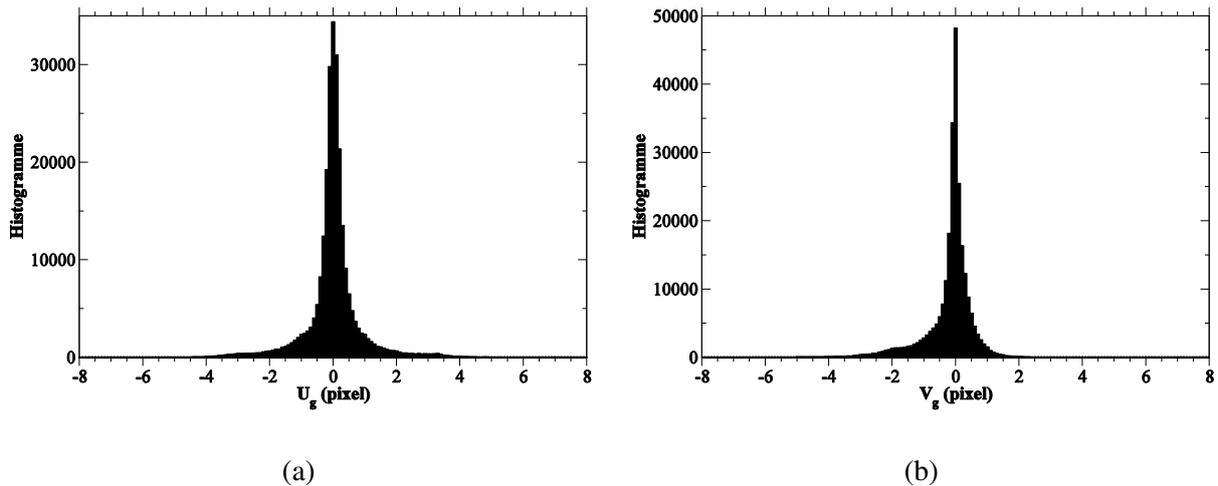


Figure 77. Histogramme des déplacements en pixel du gaz pour (a) la composante radiale et (b) la composante axiale pour 25 champs instantanés

### III.6.4. Conclusions

La convergence des mesures du gaz a été pleinement validée pour 50 paires d’images puisque l’erreur relative est alors inférieure à 3% pour les vitesses moyennes mais aussi pour les fluctuations moyennes. De même, les vitesses moyennes du spray sont correctement convergées tout en garantissant une faible erreur sur les fluctuations moyennes de vitesse.

La qualité des champs moyens du gaz a pu être contrôlée en estimant l’erreur faite sur l’équation de continuité. Les mesures sont de plus en plus précises au fur et à mesure que l’écoulement d’air se met en mouvement. Pour des délais compris entre 2 et 5 ms ASOI, l’erreur relative est inférieure à 4% puis augmente avec le ralentissement du gaz. Il faut donc optimiser le délai PIV pour maximiser les déplacements mesurés sans excéder le quart de la maille.

Enfin, les mesures de vitesses réalisées par PIV par fluorescence sur le gaz ne présente pas de biais statistique lié au phénomène de peak-locking puisque aucune oscillation sur les histogrammes n’a été relevée.

## III.7. Adaptations techniques du montage PIV pour le banc moteur

L’ensemble du diagnostic optique a été développé et mis en place sur la chambre statique. Le banc moteur présente cependant une configuration différente de celle de la chambre statique qui nécessite certaines adaptations techniques. Les principales contraintes induites par l’environnement moteur ainsi que les solutions apportées sont détaillées dans cette section.

### III.7.1. Contraintes géométriques

Les deux lasers et le système de recombinaison des faisceaux présentés Figure 78 sont déportés dans la pièce adjacente pour assurer leur stabilité de fonctionnement. En effet, les fluctuations thermiques et les vibrations du banc moteur pourraient perturber le fonctionnement des lasers. La combinaison de lentilles formant la nappe laser ainsi que l’ensemble du système de collection ne sont pas fixés sur des supports solidaires du moteur pour éviter toute vibration. Ainsi l’ensemble du montage optique se compose de 4 parties indépendantes qui doivent être alignées les unes par rapport

aux autres : le bloc moteur, les lasers, la combinaison de lentilles pour former la nappe et le système d'acquisition.

Avec le nouvel arrangement du dispositif de mesure, le champ de visualisation est environ de  $80 \times 80 \text{ mm}^2$  avec un grandissement de 25 pix/mm.



**Figure 78.** Ensemble lasers et système de recombinaison installé dans la pièce adjacente au banc moteur

Les accès optiques de la chambre de combustion du moteur sont cylindriques. Les surfaces traversées par la nappe laser ne sont pas planes et engendrent des problèmes de déviation et de réflexion de faisceau. Pour limiter les réflexions multiples sur les surfaces externes et internes du cylindre, l'alignement du laser doit être réalisé avec précision. Malgré l'alignement du laser dans le plan médian du cylindre passant par le nez de l'injecteur, il reste des diffusions qui tendent à augmenter le niveau de fond et réduire le rapport signal sur bruit des images de particules. La surface interne du fond du cylindre optique est donc peinte en noir. De même, les réflexions du laser entre la face interne et la face externe du cylindre au niveau des points d'entrée et de sortie de la nappe laser sont limitées en couvrant la surface optique de bandes noires.

Enfin, une spécificité du diagnostic optique en moteur est la variabilité du champ de visualisation. En effet, à chaque angle vilebrequin étudié, la position du piston change et modifie la surface de la zone d'étude. Cet aspect est traité par un prétraitement des images à l'aide d'un masque de taille variable en fonction de l'angle vilebrequin. Les détails de ces traitements seront donnés dans la Section III.8.2.

### III.7.2. Contraintes d'ensemencement

Dans le montage de la chambre statique, le remplissage en air ensemencé était réalisé progressivement puis maintenu avec un petit débit constant. Lors du fonctionnement moteur, l'air est renouvelé et l'ensemencement chassé à chaque cycle. Il faut donc ensemercer la chambre à chaque cycle pendant la phase d'admission. Cette phase ne dure que 16,7 ms, le débit d'air admis dans la chambre est supérieur à 200 L/min. L'ensemencement d'un tel flux gazeux nécessite donc un système qui génère suffisamment de particules. Le nébuliseur présenté pour la chambre statique a été modifié pour répondre à ces exigences. Le nombre d'aiguilles dans l'ensemenceur est augmenté à 6 au lieu d'une seule dans la configuration utilisée pour la chambre statique (Figure 79a). L'augmentation du nombre d'aiguille permet d'augmenter le nombre de gouttes produites simultanément mais aussi le débit total d'air ensemencé. Pour éviter que les gouttes générées par ce nouvel ensemeur ne s'impactent sur les parois avant de sortir à cause des fortes vitesses des gouttes à l'arrachage, le volume de l'ensemenceur est augmenté (Figure 79b).



(a)



(b)

**Figure 79.** Photographies du système de 6 aiguilles (a) placée à l'intérieur de l'ensemenceur (b) utilisé pour le banc moteur

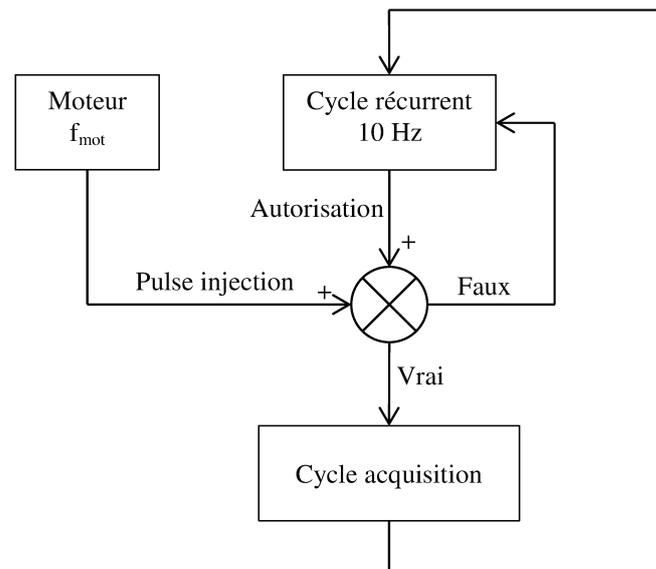
Ce nouvel ensemeur permet de générer suffisamment de particules dans le flux d'air admis dans la chambre à chaque cycle. Cependant, le signal collecté avec un tel ensemeur est encore trop faible limitant le rapport signal sur bruit. La nappe laser est épaissie à environ 1 mm pour intégrer des particules supplémentaires sur les images et ainsi améliorer le niveau de signal. Un prétraitement spécifique des images de particules sera réalisé et détaillé dans la suite pour optimiser le rapport signal sur bruit. Les images ainsi obtenues sont à nouveau d'une qualité compatible au calcul PIV.

### III.7.3. Contraintes de synchronisation

La synchronisation de la chaîne PIV avec le cycle du moteur est une des difficultés de cette configuration. Pour réaliser les mesures en phase, il faut s'assurer de toujours acquérir les images au

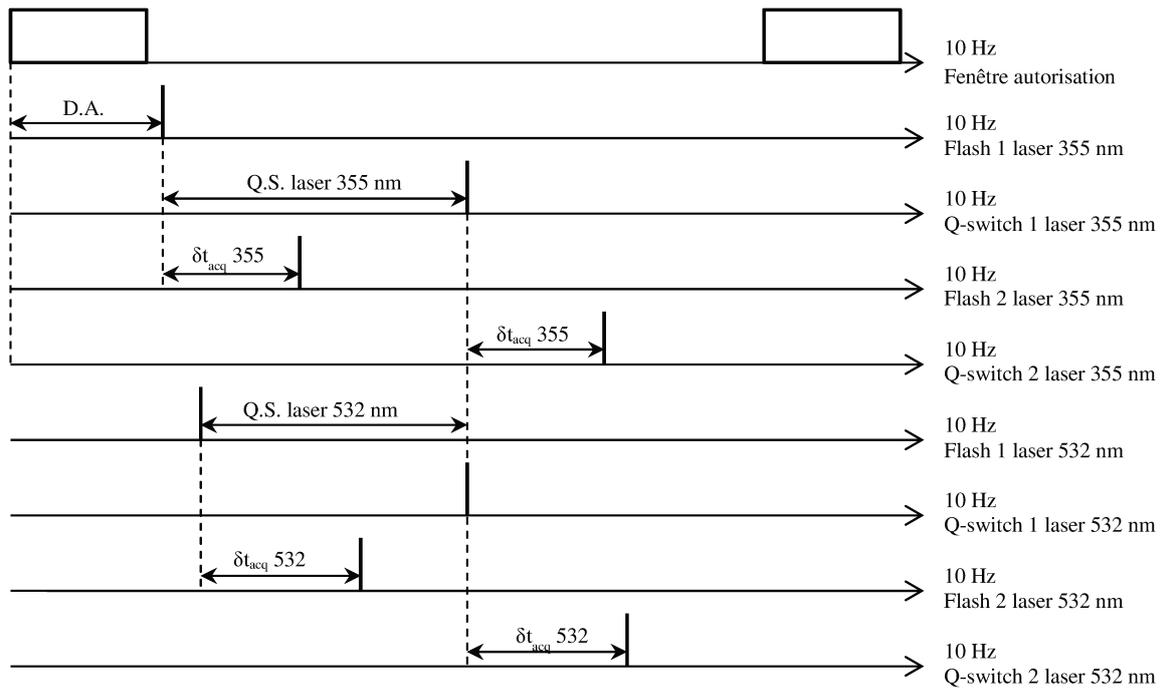
même angle vilebrequin. Les fluctuations de vitesse du moteur autour de la consigne nous obligent à synchroniser le système d'acquisition PIV avec le moteur à chaque cycle. La position angulaire du moteur est accessible grâce au codeur angulaire et permet d'obtenir un pulse de référence. Une carte de synchronisation programmable Acquitex génère les signaux nécessaires à la séquence d'acquisition à partir du pulse de référence.

La Figure 80 présente le principe de la synchronisation utilisée sur le banc moteur. Elle se décompose en deux parties : une séquence « récurrente » dans laquelle aucune acquisition ni injection n'est réalisée et une séquence « acquisition » qui se déclenche lorsque le pulse de référence du moteur, correspondant à l'angle de début d'injection, est actif pendant la fenêtre d'autorisation imposée par les lasers. En effet, leur fonctionnement oblige à respecter une fréquence précise pour les flashes. La variation autorisée sur cette fréquence n'est que de +/- 5 % pour le laser 355 nm, ce qui signifie que la fréquence du flash peut être forcée entre 9,5 Hz et 10,5 Hz. Donc si le pulse de référence du moteur arrive dans le bon timing représenté par la fenêtre d'autorisation, le laser est disponible pour tirer à l'angle moteur souhaité. Si le pulse de référence du moteur survient en dehors de cette fenêtre d'autorisation, le cycle récurrent continue. En revanche, s'il arrive dans la fenêtre d'autorisation alors la carte arrête le cycle récurrent et commence le cycle d'acquisition qui n'est effectué qu'une seule fois. Une fois le cycle d'acquisition terminé, le cycle récurrent recommence. L'acquisition n'est pas réalisée à chaque cycle car les lasers ne sont pas toujours disponibles.



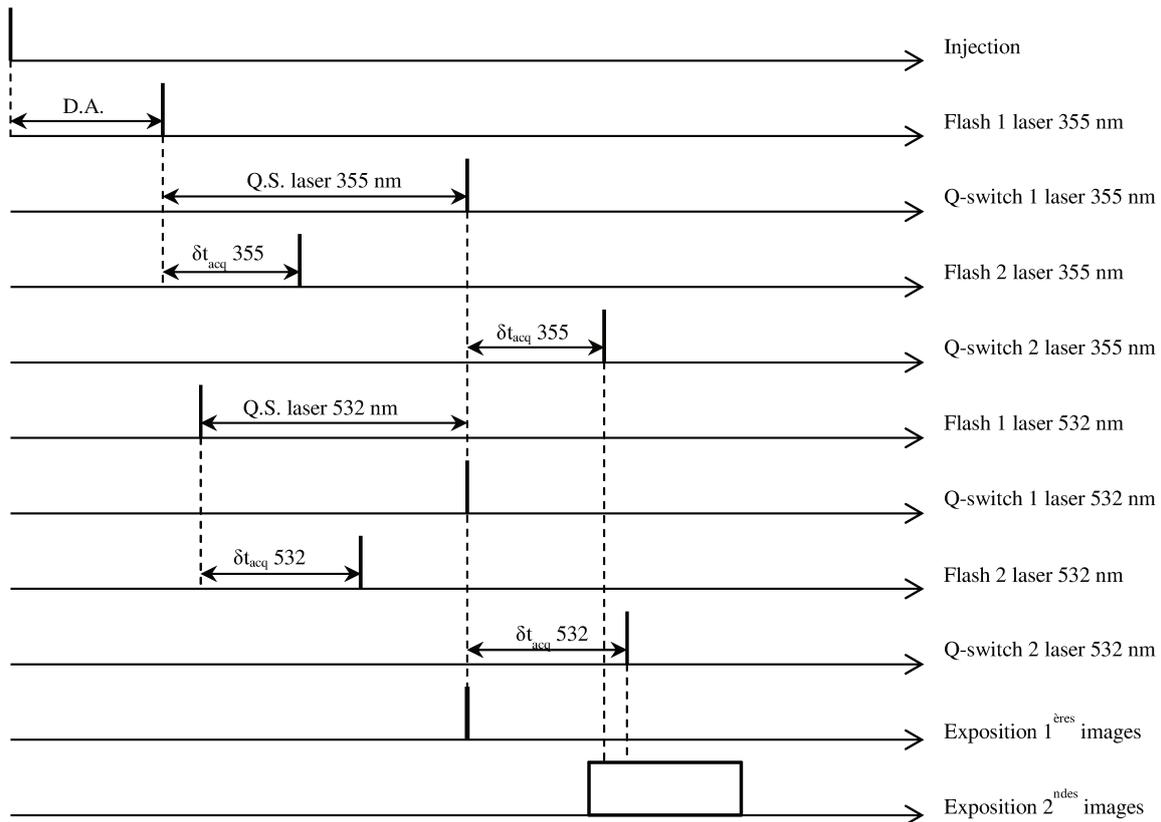
**Figure 80.** Principe de la synchronisation du montage sur le banc moteur

Le diagramme de synchronisation de la partie récurrente est présenté Figure 81. A chaque cycle, une fenêtre d'autorisation de 8  $\mu$ s est générée, autorisant un recalage maximal du flash des lasers de 4  $\mu$ s. Tant que le pulse de référence n'arrive pas dans la fenêtre d'autorisation, les lasers fonctionnent à une fréquence constante de 10 Hz afin de conserver la stabilité du laser. L'injection n'est jamais déclenchée dans cette phase afin de ne pas salir le cylindre transparent inutilement. De même, les caméras ne sont pas déclenchées.



**Figure 81.** Diagramme de synchronisation du cycle récurrent pour le banc moteur, D.A. : Délai ajustable, Q.S. : Délai Q-switch,  $\delta t_{acq}$  : Délai inter-images

Une partie du diagramme de synchronisation du cycle d'acquisition est présentée Figure 82. Le pulse de commande de l'injection sert de référence temporelle pour les lasers et les caméras. Le délai ajustable entre le flash de la tête 1 du laser 355 nm et le début du pulse de l'injection permet de régler le degré vilebrequin auquel l'acquisition est réalisée. Le délai ajustable est indiqué en ms et non en  $dv$  et est calculé en considérant une vitesse de rotation théorique de 2000 tr/min. Malgré cela, l'angle vilebrequin d'acquisition n'est quasiment pas modifié par les fluctuations de vitesse du moteur. Par exemple pour une augmentation de la vitesse du moteur de 10 tr/min, le décalage serait de 0,6  $dv$ . Cette synchronisation est donc robuste aux fluctuations de vitesse du moteur. La seconde partie du cycle d'acquisition, qui n'a pas été représentée sur le diagramme de la Figure 82, consiste à déclencher uniquement les flashes des lasers à 10 Hz pendant 4 cycles après l'acquisition afin d'éviter de déclencher un tir laser alors que l'exposition des 2<sup>ndes</sup> images n'est pas encore terminée. C'est seulement ensuite que le cycle récurrent recommence jusqu'à ce qu'un nouveau pulse de référence arrive dans la fenêtre d'autorisation et relance un cycle d'acquisition.



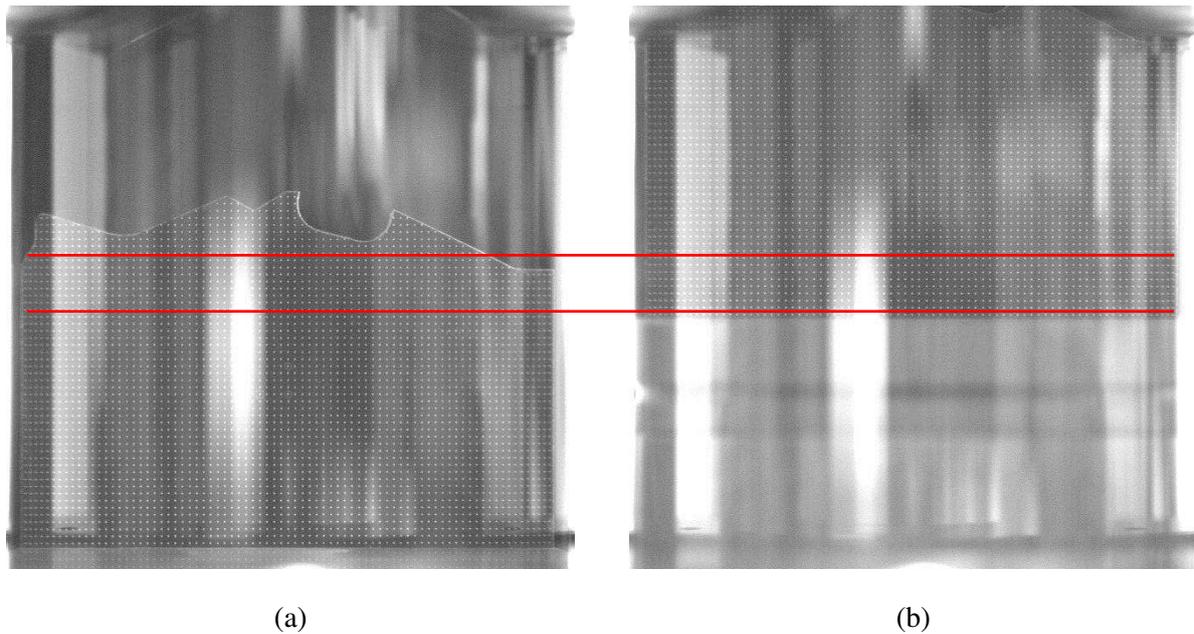
**Figure 82.** Diagramme de synchronisation du cycle d'acquisition pour le banc moteur, D.A. : Délai ajustable, Q.S. : Délai Q-switch,  $\delta t_{acq}$  : Délai inter-images

### III.8. Adaptations de l'algorithme PIV pour le cas moteur

Nous avons vu que l'utilisation du diagnostic optique pour la mesure de vitesse dans le cylindre du banc moteur nécessite des adaptations du montage et de la synchronisation. Le traitement des images pour réaliser le calcul PIV doit aussi être adapté, en particulier pour le recalage des images et le calcul PIV de la phase gazeuse.

#### III.8.1. Recalage des images pour le banc moteur

L'image de mire doit être réalisée avec le cylindre transparent en place dans le moteur, mais les accès restreints impliquent quelques difficultés. Il est impossible de mettre en place une mire couvrant toute la hauteur de la chambre en même temps que le cylindre à cause de l'encombrement. Par conséquent la hauteur de la mire est plus petite que la hauteur de la chambre, permettant ainsi de la placer dans le moteur et de l'ajuster in situ pour qu'elle soit dans le même plan que la nappe laser. Deux images de mire sont réalisées pour chaque caméra (Figure 83) : la première image est faite avec la mire en position basse (piston au PMB), et la seconde avec la mire en position haute collée à la culasse (le profil supérieur de la mire est découpé suivant le profil de la culasse).



**Figure 83.** Mire de recalage des images de la caméra 1 (spray) pour le banc moteur : (a) mire en position basse et (b) mire en position haute. En rouge : limites de la zone de recoupement des deux mires.

La position réelle de la mire en position basse est connue grâce à la position du piston qui est au point mort bas. En revanche, pour la mire en position haute, il n'existe pas de repère spatial sur l'image pour la situer dans l'espace réel et il est nécessaire de déterminer sa position relative par rapport à la mire en position basse. La Figure 84 présente le processus de recalage entre les deux parties de la mire pour une caméra. Premièrement, il faut extraire les positions des points de la mire en position basse et leur attribuer des coordonnées dans un repère régulier. Deuxièmement, les polynômes de déformation sont calculés à partir de ces coordonnées. Troisièmement, ces polynômes sont utilisés pour déformer l'image de mire en position haute. Les coordonnées dans le repère régulier d'un point commun aux deux mires (en position haute et basse) compris entre les deux limites représentées en rouge, sont extraites. En effet, cette partie de l'image est utilisée car les polynômes de déformations obtenus à partir de la mire en position basse sont connus. Ainsi, le bas de la mire en position haute est correctement déformé contrairement à sa partie haute. Quatrièmement, grâce à ce point de référence, des coordonnées dans le repère régulier sont attribuées à tous les autres points de la mire haute. Cinquièmement, les coordonnées des deux mires et leur correspondance dans le repère régulier sont concaténées dans un fichier unique pour calculer des polynômes de déformation sur toute l'image. Enfin, la dernière étape consiste à utiliser ces polynômes de déformation afin de déformer les images de particules.

Ce processus est appliqué aux images de mires basse et haute de chaque caméra en faisant bien attention à toujours considérer le même point sur chaque caméra pour repérer le centre du repère régulier pour les mires dans les deux positions.

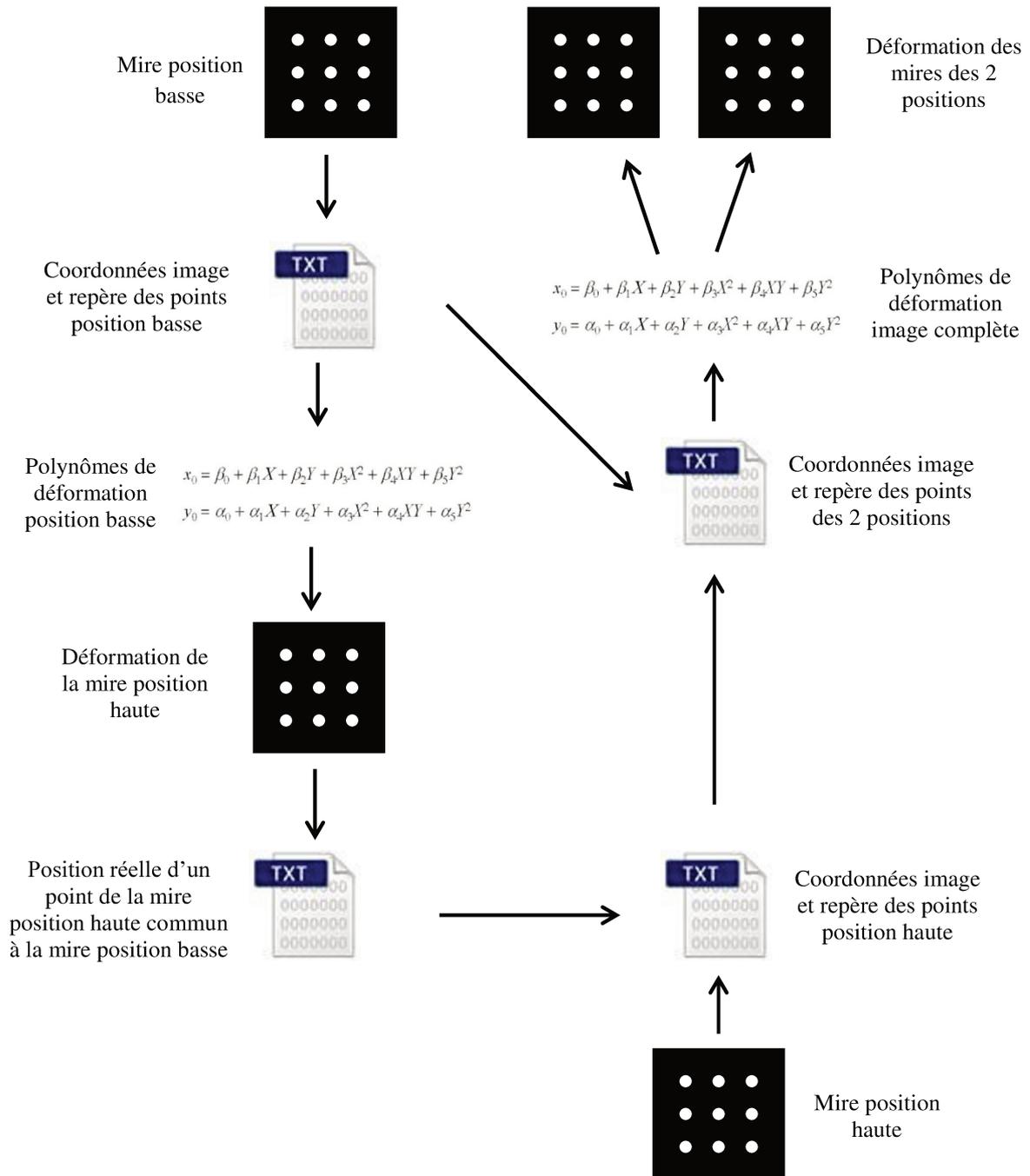
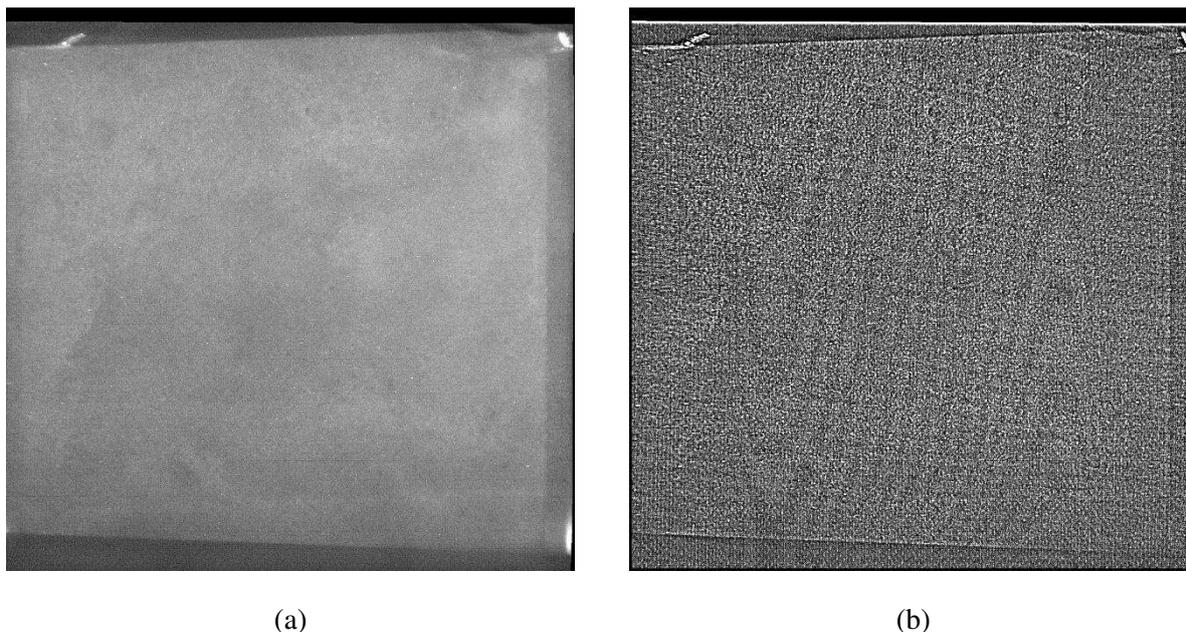


Figure 84. Processus de recalage des deux parties d'une mire pour une caméra

### III.8.2. Adaptation de l'algorithme PIV pour la phase gazeuse

La modification des conditions d'ensemencement du gaz dans le moteur induit des images de particules qui ont un aspect différent de celui des images de particules dans la chambre statique. En effet, comme le montre la Figure 85a, le niveau de gris des images dans le moteur est beaucoup plus uniforme avec un niveau de fond assez élevé diminuant le rapport signal sur bruit. La corrélation de ces images de particules n'étant pas satisfaisante, les images sont prétraitées afin d'améliorer leur qualité.



**Figure 85.** Images de fluorescence de particules recalées pour la phase gazeuse dans la chambre de combustion (a) avant traitement et (b) après traitement pour un fonctionnement à 2000 tr/min et  $P_{inj} = 100$  bar à -140 dv

Les images sont d'abord filtrées avec un filtre passe-bas (filtre gaussien) dont l'écart-type est 5 pix pour lisser les motifs de particules dans l'image. La partie basse fréquence récupérée est ensuite soustraite à l'image d'origine pour récupérer une image des petites structures qui correspondent aux particules peu étalées avec un fond quasiment nul. La dynamique de cette image est très faible, pratiquement tous les pixels ont un niveau de gris inférieur à 10 y compris ceux correspondant à des particules. Ainsi, pour faire ressortir les particules, toute l'image est multipliée par 10. Afin d'éviter une transition trop brutale entre le fond quasiment nul et les particules lumineuses et donc un calcul de corrélation sur un motif proche du Dirac qui pourrait induire un phénomène de peak-locking, les particules sont étalées numériquement en utilisant un filtre gaussien sur toute l'image dont l'écart-type est fixé à 1,2 pixel après divers essais. Le résultat de ce prétraitement pour l'image de particules de la Figure 85a est présenté Figure 85b. L'image est nettement plus contrastée qu'initialement et les particules d'ensemencement apparaissent maintenant sous la forme de points lumineux. Le RSB de l'image est aussi amélioré ce qui permet de ne pas réaliser de calcul de corrélation dans les zones ayant un RSB ou un niveau moyen de gris trop faible, notamment les zones où le spray perturbe trop la mesure (salissures, grande densité optique).

Pour des fenêtres d'interrogation de  $32 \times 32$  pix, le nombre de particules est trop faible dans sur les zones proches de la paroi. Par conséquent, le calcul PIV est réalisé avec un algorithme multi-passe avec une précision sub-pixel dont les fenêtres d'interrogation de la première passe et des passes itératives mesurent  $64 \times 64$  pix avec un recouvrement de 75 %. Le même processus de validation entre les passes que celui utilisé pour les mesures dans la chambre statique est appliqué pour les mesures dans la chambre du moteur. Dans ces conditions, la résolution spatiale est de 910  $\mu\text{m}$ .

## III.9. Validation dans la chambre du moteur

### III.9.1. Validation de la technique : comparaison Mie/Fluo en moteur

La mesure de vitesse par PIV par fluorescence a déjà été éprouvée dans différentes conditions telles qu'un écoulement de bulles dans un liquide (Montante et al., 2007) ou un spray dans un gaz au repos (Kosiwczuk, 2005 ; Prospero et al., 2007 ; Zhang et al., 2014) mais pas dans des conditions aussi complexes et contraignantes que celles d'un moteur. D'abord, le caractère transitoire du fonctionnement moteur rend complexe la mise en place d'un tel diagnostic comme cela a été expliqué précédemment. Ensuite, l'aspect particulier du signal de fluorescence de l'ensemencement est une source d'incertitude quant à l'exactitude des champs de vitesses mesurés. Il est donc important de valider les mesures de vitesses obtenues par PIV par fluorescence en les comparant aux mesures obtenues par PIV par diffusion de Mie qui est un diagnostic optique déjà validé dans les chambres de combustion de moteur.

Le point de fonctionnement à 2000 tr/min sans injection à un angle vilebrequin de -140° est choisi pour comparer les deux techniques. Pour cet angle vilebrequin, le piston est positionné suffisamment bas pour que l'ensemble du champ caméra soit utilisé ce qui permet de valider la comparaison sur son intégralité.

#### III.9.1.1. Comparaison des champs moyens

Les grandeurs moyennes sont d'abord comparées afin de vérifier que l'utilisation de la PIV par fluorescence n'introduit pas de biais statistique. Les champs de vitesses moyennes obtenus par PIV par diffusion de Mie et par PIV par fluorescence sont présentés Figure 86. Les deux champs sont quasiment identiques et les emplacements des zones de fortes et faibles vitesses concordent sur les deux champs. Le centre du tumble est détecté au même emplacement dans la chambre et présente la même forme pour les deux techniques de mesure. De même, l'écoulement rapide qui remonte vers les soupapes à droite de la chambre est identique sur les deux champs. Pour le confirmer, des profils de vitesses ont été tracés à différentes hauteurs de la chambre :  $y = 20$  mm,  $y = 40$  mm,  $y = 60$  mm et  $y = 80$  mm. La Figure 87 présente ces profils radiaux pour la composante radiale à gauche et la composante axiale à droite. La correspondance entre les deux techniques de mesure est très satisfaisante pour les deux composantes et les principaux écarts sont observés sur les bords du champ. En effet, l'écart de vitesse ne dépasse pas 1 m/s ce qui correspond à un écart de déplacement de 0,17 pixel même sur les bords du champ. Seuls les profils à  $y = 20$  mm coïncident moins bien surtout sur les bords du champ pour  $x < -25$  mm et  $x > 20$  mm. Un écart significatif est observé dans ces zones et s'explique par une moins bonne qualité des images de fluorescence dans les coins inférieurs. Les bords de la chambre sont en effet les zones les plus critiques à cause de la forte déformation de l'image. Ainsi, celle-ci maximise peut-être les aberrations chromatiques qui sont plus importantes pour la fluorescence, qui présente une gamme de longueurs d'onde, que pour la diffusion de Mie (une seule longueur d'onde). Les écarts étant donc de l'ordre de la précision de l'algorithme de calcul sub-pixel utilisé, nous pouvons conclure que la mesure par PIV par fluorescence est fiable pour les vitesses moyennes.

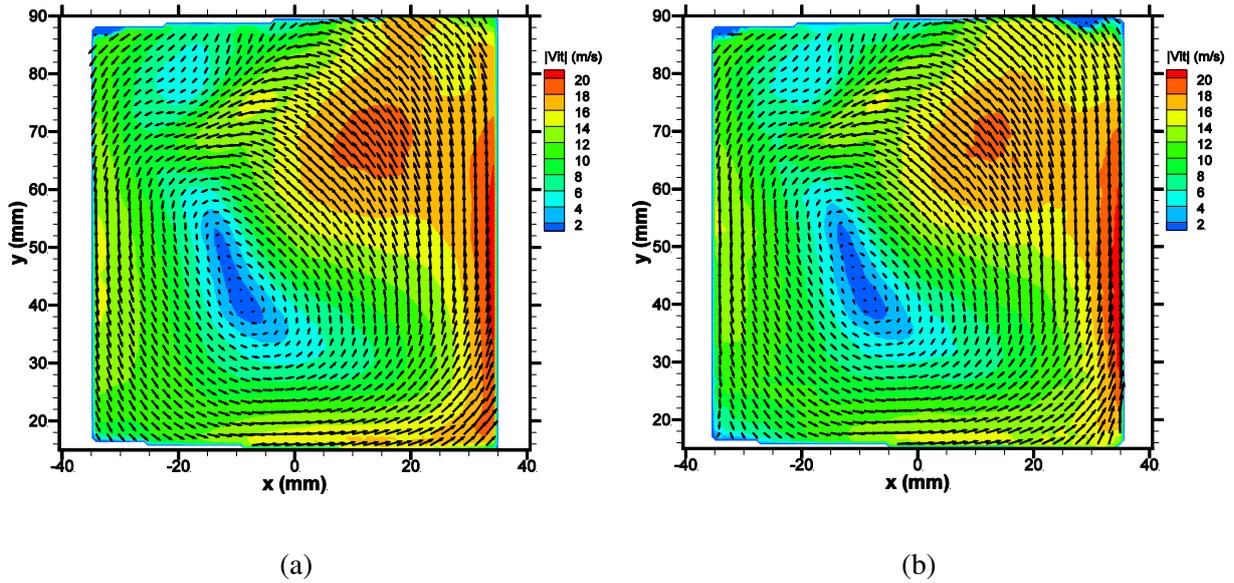


Figure 86. Champs de vitesses moyennes du gaz à 2000 tr/min sans injection à -140 dv mesurés (a) par PIV par diffusion de Mie et (b) par PIV par fluorescence

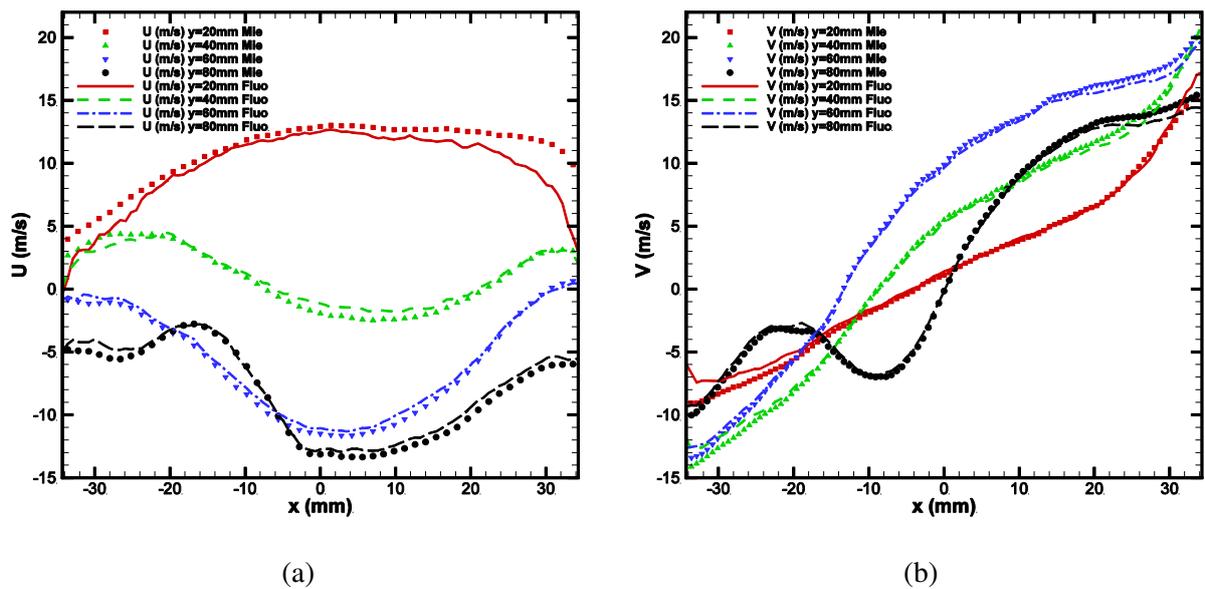
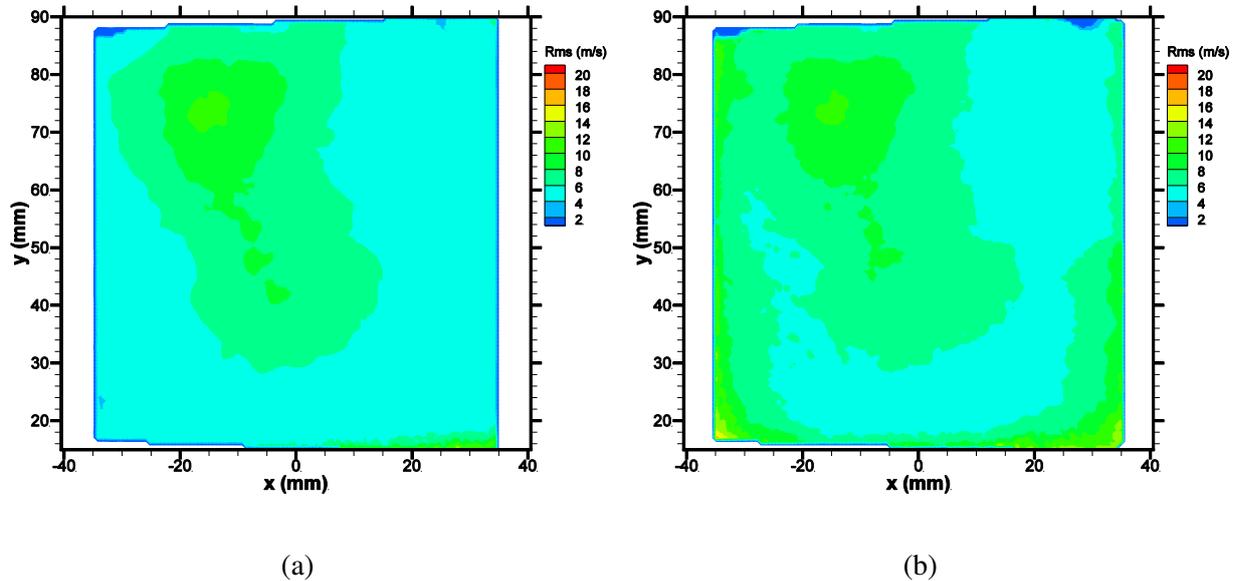


Figure 87. Profils radiaux de vitesses moyennes du gaz à 2000 tr/min sans injection à -140 dv mesurés par PIV par diffusion de Mie et par PIV par fluorescence : (a) U (m/s) et (b) V (m/s)

L'analyse des fluctuations moyennes obtenues par les deux techniques de mesures confirme ce qui a été précédemment observé avec les champs moyens. Une concordance globale est notée entre les deux champs de fluctuations moyennes présentés Figure 88, notamment la zone de plus forte fluctuation dans la partie supérieure gauche du champ. Néanmoins, dans le bas et surtout sur les côtés du champ, la mesure par fluorescence présente plus de fluctuations que la mesure par diffusion de Mie. Ceci est en accord avec l'écart observé entre les deux techniques sur les champs de vitesses moyennes dans ces zones du champ et confirme que la qualité des images de fluorescence dans ces zones est un peu moins bonne. Ceci signifie également que lors de l'interprétation des champs de

vitesse mesurés par fluorescence, il faut garder à l'esprit qu'une partie des fluctuations observées sur les bords de la chambre est due à une qualité moindre des images et non à un phénomène physique.

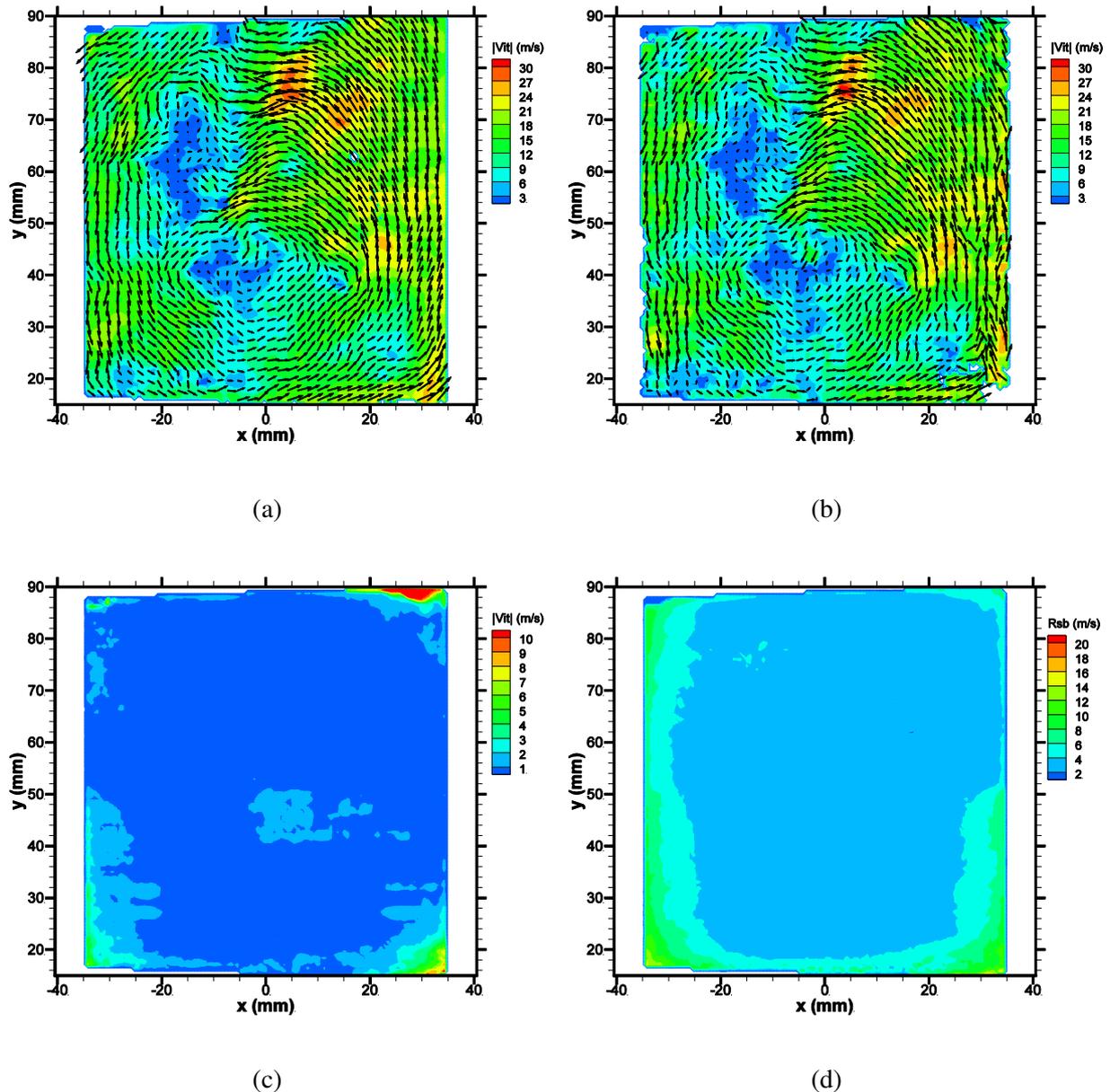


**Figure 88.** Champs de fluctuations moyennes du gaz à 2000 tr/min sans injection à -140 dv mesurés (a) par PIV par diffusion de Mie et (b) par PIV par fluorescence

### III.9.1.2. Comparaison des champs instantanés

Pour déterminer si la différence de fluctuations moyennes dans certaines zones du champ est le signe d'un biais important dû à la technique de mesure, deux champs de vitesses instantanés ainsi que les vitesses moyennes et les fluctuations moyennes pour 300 différences de champs instantanés  $U_{mie} - U_{fluo}$  sont présentés Figure 89. Les structures de l'écoulement sont détectées de la même manière par les deux techniques de mesure et les vitesses sont aussi très proches. Cependant, la moyenne des champs différence laisse apparaître des écarts de vitesses systématiques principalement dans les coins du champ (Figure 89c). De plus, des fluctuations moyennes des champs différence plus importantes sont observées dans les coins mais aussi sur les bords et le bas du champ (Figure 89d). Cela signifie que sur les bords du champ, même si l'écart entre les deux techniques de mesure est quasiment nul en moyenne, il y a tout de même un écart de vitesse à chaque mesure. Etant donné l'augmentation des fluctuations moyennes pour les mesures en PIV par fluorescence dans ces mêmes zones, cela confirme que les différences entre les deux techniques de mesure sont principalement dues à une moins bonne qualité des images de fluorescence.

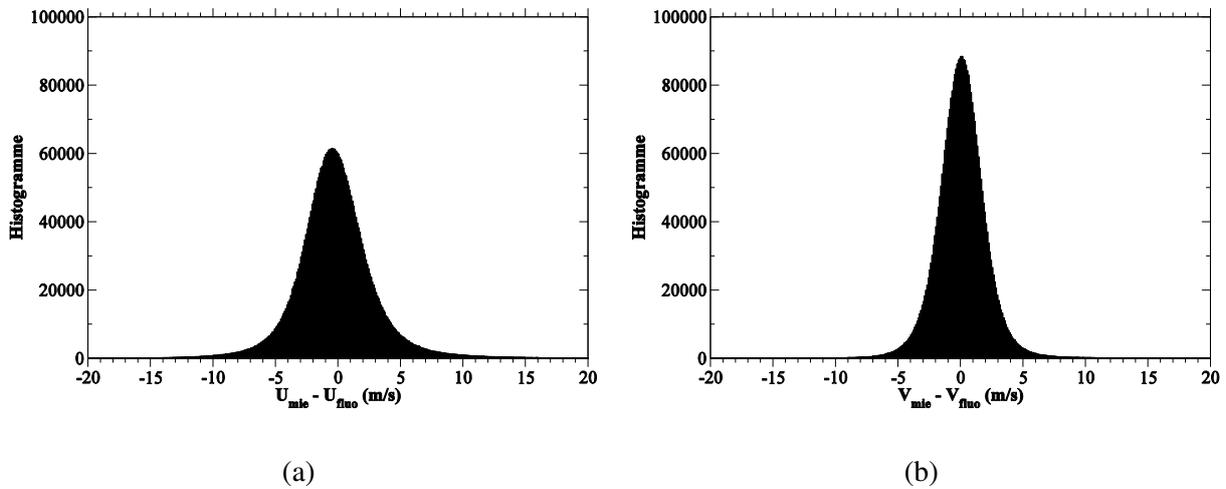
Afin de quantifier ces différences, les histogrammes des composantes radiale  $U$  et axiale  $V$  de la différence de vitesse entre les deux techniques pour l'ensemble des champs instantanés cumulés sont exposés Figure 90. Les deux distributions sont gaussiennes avec un écart-type plus faible pour la composante axiale que pour la composante radiale, respectivement  $\sigma_u = 1,6$  m/s et  $\sigma_v = 2,28$  m/s. La distribution de la composante radiale laisse apparaître un décalage du côté négatif qui est de 0,367 m/s (obtenu en fittant par une gaussienne de paramètres  $A_{max} = 58819,9$ ,  $\mu = -0,366965$  m/s et  $\sigma = 2,27655$  m/s). Sur la composante axiale, la moyenne pour le fit gaussien est  $\mu = 0,072$  m/s.



**Figure 89.** Champs de vitesses instantanées du gaz à 2000 tr/min sans injection à -140 dv mesurés (a) par PIV par diffusion de Mie et (b) par PIV par fluorescence et (c) champ de vitesses moyennes et (d) de fluctuations moyennes des différences de champs instantanés

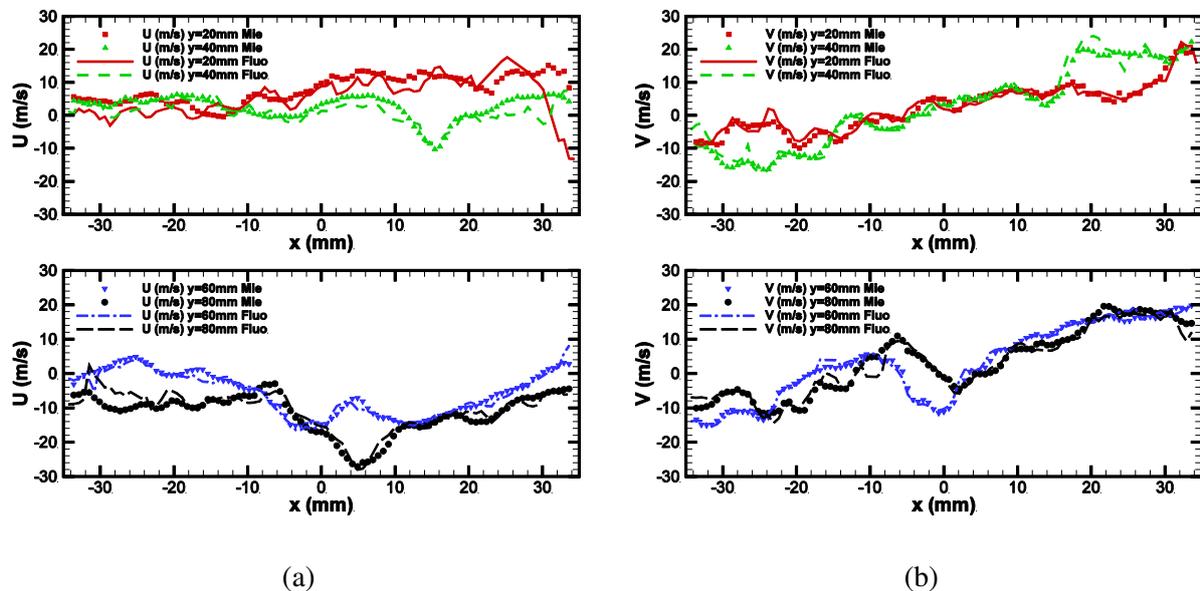
L'analyse des histogrammes locaux de différences dans le champ indique une corrélation entre l'orientation privilégiée de l'écoulement dans ces zones et le décentrage des distributions de chaque composante. En effet, une majorité de vecteurs avec une composante radiale  $U$  négative dans la zone considérée induit un décalage de la distribution de cette composante vers le côté négatif, et inversement avec une majorité de vecteurs avec une composante radiale  $U$  positive. Le même phénomène est observé pour la composante axiale  $V$ . Donc la norme de la vitesse mesurée par diffusion de Mie est en moyenne un peu plus grande que celle mesurée par fluorescence. Sur la distribution de la composante axiale  $V$  dans tout le champ, cet écart n'apparaît pas car il y a globalement autant de vecteurs avec une composante axiale positive que de vecteurs avec une composante axiale négative. En revanche, le nombre de vecteurs avec une composante radiale négative

est plus important que celui de vecteurs avec une composante radiale positive. Par conséquent, la distribution sur U sur toute l'image est décalée du côté négatif.



**Figure 90.** Histogrammes des composantes de vitesses instantanées (a)  $U_{mie} - U_{fluo}$  et (b)  $V_{mie} - V_{fluo}$  du gaz à 2000 tr/min sans injection à -140 dv

Les profils de vitesses instantanées tracés aux mêmes ordonnées que pour les champs moyens à partir des champs instantanés de la Figure 89 sont présentés Figure 91 pour les deux composantes. Malgré de fortes variations de vitesse dans l'écoulement, les deux méthodes donnent des profils très proches l'un de l'autre. La correspondance est un peu meilleure pour la composante axiale V tandis que pour la composante radiale U, la norme de vitesse mesurée par PIV par diffusion de Mie est effectivement légèrement supérieure à celle mesurée par PIV par fluorescence.



**Figure 91.** Profils radiaux de vitesses instantanées du gaz à 2000 tr/min sans injection à -140 dv mesurés par PIV par diffusion de Mie et par PIV par fluorescence : (a) U (m/s) et (b) V (m/s)

Il existe donc bien un biais de mesure avec la mesure par fluorescence observable surtout sur les champs instantanés. Il y a une légère sous-estimation de la norme de la vitesse comparée à celle obtenue par diffusion de Mie de l'ordre de 10 % sur les champs instantanés. Cependant, sur les

champs moyens, ce biais n'a aucun impact. L'origine de ce biais n'est pas clairement établie. Il est possible que ce biais soit lié à la différence de longueur d'onde des deux signaux combinée à la traversée du cylindre optique mais aucun élément certain ne l'atteste.

### III.9.2. Convergence des mesures de vitesses

La turbulence de l'aérodynamique dans le moteur génère beaucoup de variations d'un champ instantané à l'autre. Il est donc nécessaire de réaliser un grand nombre d'images pour assurer la convergence des valeurs moyennes. Comme pour la chambre statique, la convergence des deux composantes de vitesse et de fluctuation de vitesse est étudiée pour déterminer le nombre d'images minimum nécessaire. En se basant sur une précédente campagne de mesures par PIV classique sur le banc moteur, 300 paires d'images ont été acquises.

La convergence est étudiée en 3 points du champ pour le gaz à -180 dv et en 2 points pour le spray à -276 dv. La localisation de ces points est représentée sur la Figure 92. Pour le gaz, le point A est dans le jet de soupape, le point B dans une zone de vitesse homogène et le point C au centre du tumble. Pour le spray, le point A est dans le cœur du jet où les vitesses sont fortes et le point B sur le bord du spray où le gaz a un impact.

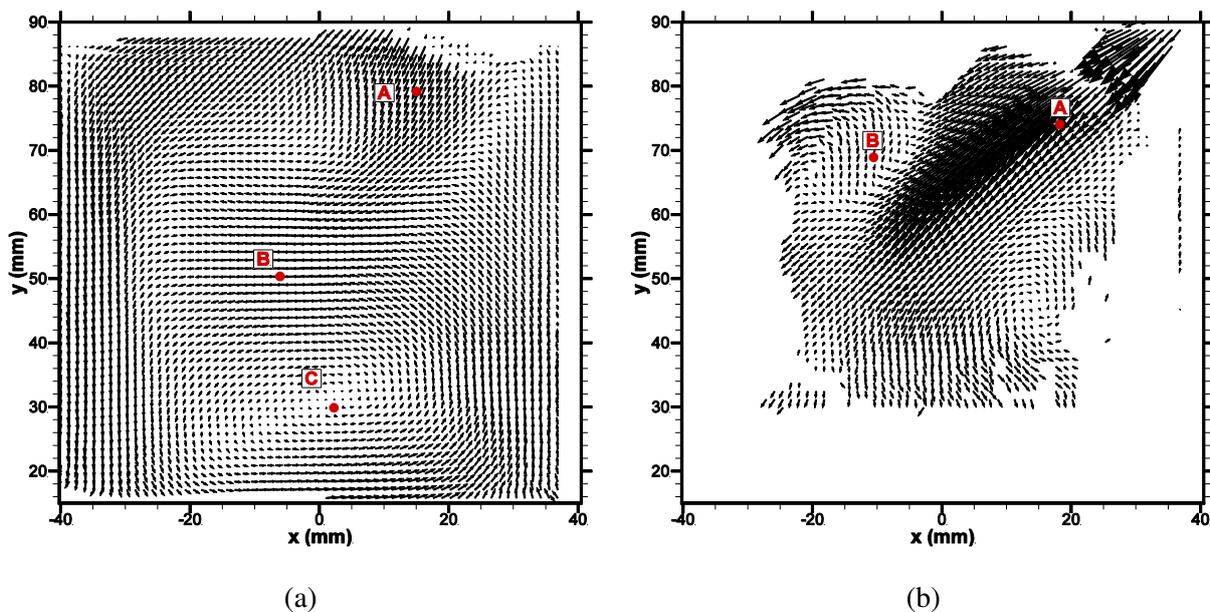


Figure 92. Emplacement des points utilisés pour valider la convergence des mesures à (a) -180 dv pour le gaz et (b) -264 dv pour le spray

La Figure 93 présente l'évolution des vitesses moyennes et fluctuations moyennes de vitesses pour les 3 points choisis dans le champ gaz. Les vitesses moyennes atteignent rapidement une valeur asymptotique sauf pour la vitesse radiale du point C qui correspond au centre du tumble. Les vitesses y sont faibles et le déplacement du tumble d'une image à l'autre augmente les variations de vitesses expliquant qu'il faille plus d'images pour converger. Concernant les fluctuations de vitesses, elles augmentent toutes jusqu'à 250 images et sont ensuite constantes. Donc pour le gaz, 300 paires d'images sont suffisantes pour avoir une bonne convergence des mesures de vitesses moyennes et de fluctuations moyennes.

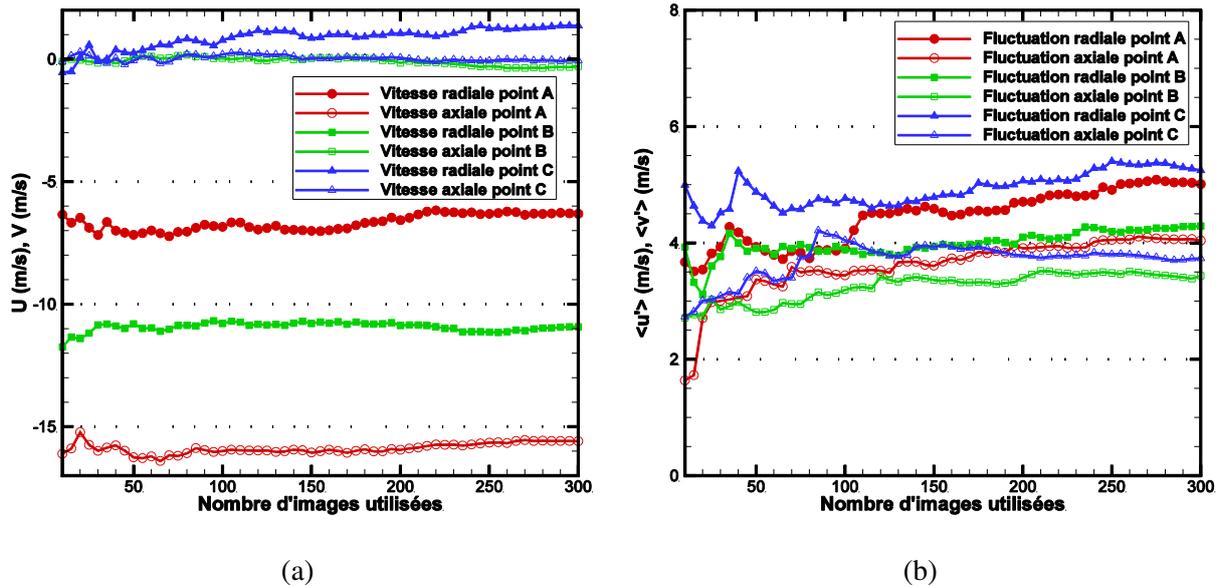


Figure 93. Convergence (a) des vitesses moyennes et (b) des fluctuations moyennes de vitesses pour le gaz en 3 points du champ : A = (15 mm ; 79 mm), B = (-6 mm ; 50 mm) et C = (2 mm ; 30 mm)

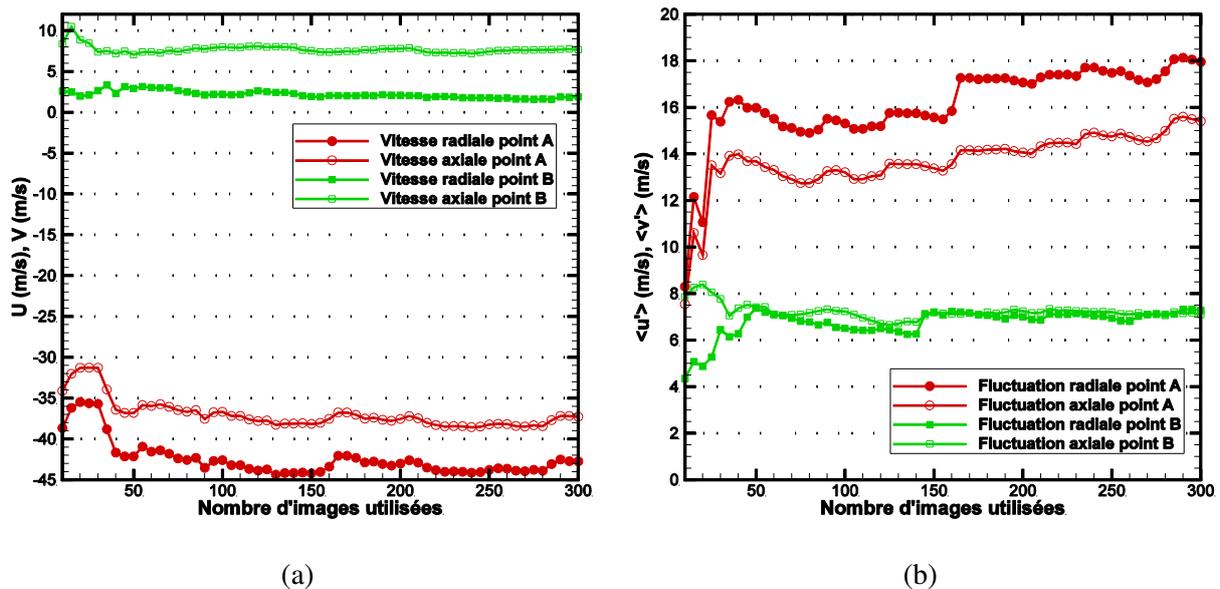


Figure 94. Convergence (a) des vitesses moyennes et (b) des fluctuations moyennes de vitesses pour le spray en 2 points du champ : A = (18 mm ; 74 mm) et B = (-10.5 mm ; 69 mm)

Concernant le spray, la Figure 94a indique que la vitesse moyenne converge très rapidement (moins de 150 paires d'images) pour les zones de fortes vitesses (point A) comme pour les zones de faibles vitesses (point B). Les fluctuations de vitesses sont aussi convergées avec 150 paires d'images dans les zones situées sur les bords du spray. En revanche, au cœur du spray, les fluctuations de vitesses ne sont pas encore tout à fait convergées avec 300 paires d'images comme le montrent les courbes rouges sur la Figure 94b. Ceci s'explique par le fait que la vitesse moyenne est calculée pour des gouttes différentes à chaque injection (taille, forme, emplacement). En revanche, sur les bords du spray, la convergence est meilleure car il s'agit théoriquement des gouttes de petites tailles dont le mouvement est lié à l'écoulement gazeux qui est quant à lui convergé. Ainsi, 300 paires d'images

permettent d'obtenir des champs de vitesses moyennes du spray complètement convergés et des champs de fluctuations moyennes correctement convergés malgré une faible incertitude dans le cœur du spray.

### III.9.3. Peak-locking

Les images de particules d'ensemencement ayant subi un prétraitement avant le calcul PIV, il faut s'assurer que celui-ci ne génère pas un phénomène de peak-locking. Comme dans le cas de la chambre statique, les histogrammes de chaque composante de vitesses sont cumulés pour 25 champs instantanés et présentés Figure 95. Aucune discontinuité systématique n'est observée pour des valeurs proches du demi-pixel ni pour la composante axiale ni pour la composante radiale. Le prétraitement des images n'induit donc pas de peak-locking pour nos mesures de vitesse en moteur.

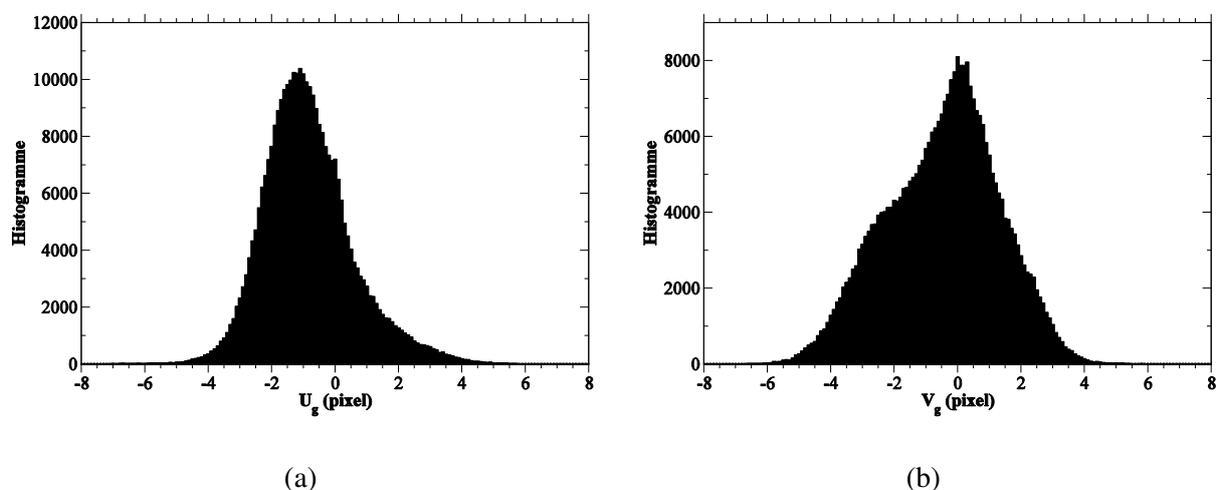


Figure 95. Histogramme des déplacements en pixel du gaz pour (a) la composante radiale et (b) la composante axiale pour 25 champs instantanés

### III.10. Conclusions

La PIV diphasique par fluorescence repose sur l'utilisation de deux colorants différents pour doper chacune des phases, gazeuse et liquide. En sélectionnant par leur longueur d'onde l'émission de chaque colorant à l'aide de filtres optiques, il est possible d'obtenir des images de fluorescence instantanées et simultanées de chaque phase. Dans ce chapitre, les différentes parties de ce diagnostic ont été décrites : la chaîne de montage optique, la synchronisation, les choix techniques et l'algorithme PIV. De plus l'adaptation de ce diagnostic optique sur un banc moteur a aussi été détaillée.

D'abord, deux lasers à 355 nm et 532 nm ont été utilisés au lieu d'un seul afin de pouvoir choisir un délai PIV différent pour chaque phase et aussi avoir plus de souplesse dans le choix des colorants. Pour synchroniser les deux lasers, le choix a été fait d'avoir les tirs laser des têtes 1 (donc les 1<sup>ère</sup> images de chaque caméra) simultanés tandis que les tirs laser des têtes 2 (donc les 2<sup>nde</sup> images de chaque caméra) sont décalés en temps. Les colorants choisis doivent donc absorber à l'une des deux longueurs d'onde des lasers et fluorescer dans une gamme spectrale séparée de sa gamme spectrale d'absorption et de la gamme spectrale de fluorescence de l'autre colorant. Une analyse des données spectrales de divers colorants (spectre absorption, spectre fluorescence, efficacité de fluorescence) nous a permis de retenir le couple de colorants suivant : Stilbène 420 pour marquer le gaz et Pyrrométhène 597 pour marquer le spray. Afin de séparer les fluorescences de chaque phase, les taux

de transmission de ces spectres ont été calculés pour différentes combinaisons de filtres. Le meilleur rapport entre la transmission d'une phase et le filtrage de l'autre est obtenu pour les filtres suivants : 2 filtres passe-bande AGSP475 (3 mm d'épaisseur) et Sem414 (2 mm d'épaisseur) respectivement centré autour 420 nm et 414 nm pour le gaz et 2 filtres passe-haut OG550 (3 mm d'épaisseur chacun) pour le spray.

Le phénomène du signal parasite dû au lasing qui apparaît dans les gouttes d'ensemencement du gaz a été exposé et résolu par la mise en place du couple de colorants. La longueur d'onde du lasing est très proche de celle du pic de fluorescence du Stilbène 420 et peut être absorbé par le Pyrrométhène 597 dissous dans le spray, réduisant ainsi sa diffusion multiple par les gouttes du spray. La bonne séparation des signaux a été validée par une comparaison des images de particules et des champs de vitesses de chaque phase dans une zone où les deux phases sont présentes.

La comparaison des images et des champs de vitesses de chaque phase n'est possible que si elles sont dans le même repère. C'est pourquoi les images sont recalées grâce à des polynômes de déformation basés sur des images de mires avant de réaliser le calcul PIV. Le calcul PIV de la phase gazeuse est plutôt classique avec tout de même l'utilisation d'un algorithme sub-pixel pour assurer la meilleure précision possible. En revanche, le calcul PIV de la phase liquide comporte deux parties adaptées chacune à un certain degré de densité optique du spray. La première approche est dite « particulière » et est adaptée aux zones peu denses du spray. Elle s'appuie sur une méthode mixte entre la PTV et la PIV : les emplacements des gouttes sont d'abord détectés avant qu'un calcul PIV soit effectué sur une fenêtre de calcul centrée sur la goutte. La seconde approche est dite « statistique » et est adaptée aux zones denses du spray. Elle s'appuie sur un maillage régulier avec des mailles allongées dans le sens du spray et qui se déforment pour suivre son expansion angulaire. Dans chaque maille, le calcul PIV par corrélation est effectué deux fois : une première pour mesurer le déplacement suivant la direction de propagation du spray et une seconde pour mesurer le déplacement radial. Cette méthode originale a été validée pour les deux injecteurs utilisés dans cette étude.

Le développement de ce diagnostic a été réalisé pour des injections en chambre statique mais pour pouvoir l'appliquer dans des conditions telles que celles d'une chambre de combustion de moteur, il faut faire des adaptations. Ainsi, le moteur a été préparé pour éviter les réflexions tandis que la nappe laser et l'ensemencement ont été modifiés pour obtenir des images de particules d'ensemencement de qualité suffisante. La synchronisation a aussi été complètement repensée pour prendre en compte le mouvement perpétuel du piston dans la chambre. Le calcul PIV nécessite aussi une étape supplémentaire pour la phase gazeuse puisqu'un prétraitement des images du gaz est réalisé afin d'améliorer le contraste des particules par rapport au fond.

Enfin, la fiabilité de cette technique dans les conditions complexes d'un moteur a été confirmée par une comparaison avec des mesures en diffusion de Mie sur la phase gazeuse. Des images par PIV par diffusion de Mie et par PIV par fluorescence ont été réalisées simultanément. Nous avons constaté une parfaite correspondance des vitesses moyennes pour la majeure partie du champ et un très faible écart entre les vitesses instantanées.



## Chapitre IV : Injection dans un gaz au repos

Ce chapitre est consacré à l'étude du mouvement de la phase porteuse au cours du passage d'un spray liquide et de la réponse des gouttes du spray aux structures cohérentes de la phase porteuse. Les conditions d'injection des différents cas sont d'abord présentées avant de comparer deux cas avec des conditions d'injection différentes pour l'injecteur monotrou puis de comparer le comportement des deux injecteurs pour des conditions d'injection identiques.

### IV.1. Conditions de fonctionnement des injecteurs

Pour les deux types d'injecteurs étudiés (monotrou et 7 trous présentés dans le Chapitre II), plusieurs conditions d'injection ont été investigués en chambre statique dans une configuration simplifiée. L'unique trou de l'injecteur monotrou et l'axisymétrie du spray qu'il produit permettent d'analyser plus facilement l'aspect fondamental des interactions entre les deux phases, tandis que l'injecteur 7 trous permet d'étudier les interactions entre les deux phases pour un spray réaliste. La pression et la durée d'injection, qui sont les paramètres d'injection qui varient, affectent les transferts de quantité de mouvement entre les phases liquide et gazeuse.

La pression d'injection est un paramètre clé lorsque les problématiques d'atomisation sont abordées. Ballester et Dopazo (1996) indiquent que le régime d'atomisation change en fonction du différentiel entre la pression d'injection et la pression du gaz ambiant tandis que notre étude granulométrique du spray a mis en évidence une diminution de la taille des gouttes générées quand la pression d'injection augmente. La durée d'injection quant à elle régule la quantité de carburant injectée dans le milieu.

Les Tableaux 4 et 5 récapitulent les conditions d'injection respectivement pour l'injecteur monotrou et l'injecteur 7 trous. Les pressions d'injections sont les mêmes pour les deux injecteurs : 50 et 100 bar. Les durées d'injection sont quant à elles fixées pour chaque injecteur de manière à injecter une quantité de matière identique dans les cas à pressions différentes.

	Pression d'injection $P_{inj}$ (bar)	Durée d'injection $\Delta t_{inj}$ (ms)
Cas 1a	50	2,26
Cas 1b	50	3
Cas 1c	100	2,26
Cas 1d	100	3

**Tableau 4.** Pressions et durées d'injection pour l'injecteur monotrou

	Pression d'injection $P_{inj}$ (bar)	Durée d'injection $\Delta t_{inj}$ (ms)
Cas 2a	50	3
Cas 2b	50	4,633
Cas 2c	100	3

**Tableau 5.** Pressions et durées d'injection pour l'injecteur 7 trous

Dans l'objectif de fixer des conditions d'injection réalistes qui seront celles utilisées sur le moteur monocylindre transparent, les pressions et les durées d'injection pour l'injecteur 7 trous correspondent à celles utilisées en moteur monocylindre pour un mélange avec une richesse unitaire.

Ainsi, les cas 2b et 2c correspondent à des mélanges avec une richesse unitaire pour une vitesse moteur de 2000 tr/min. L'injecteur 7 trous injecte la même quantité de matière totale de carburant dans ces deux cas. Les paramètres d'injection de ces deux cas seront ceux utilisés pour l'étude sur le banc moteur. Le cas 2a propose une variation de la pression d'injection par rapport au cas 2c et une variation de la durée d'injection par rapport au cas 2b.

Les injections de l'injecteur monotrou et de l'injecteur 7 trous ne sont pas réalisées à masse égale car l'injecteur monotrou salit trop les hublots en raison de l'ouverture du cône de spray et de l'allongement de la durée d'injection. Des injections plus courtes sont donc réalisées avec l'injecteur monotrou. Néanmoins, le cas 1d de l'injecteur monotrou possède les mêmes paramètres d'injection que le cas 2c de l'injecteur 7 trous pour permettre une comparaison à iso-paramètre. Les cas 1b et 1c permettent de faire le lien entre l'injection à 50 bar et celle à 100 bar en ajustant les durées d'injection de manière à conserver une quantité de matière injectée identique. Enfin, le cas 1a propose une variation de la pression d'injection par rapport au cas 1c et une variation de la durée d'injection par rapport au cas 1b afin de compléter l'étude de l'effet de ces deux paramètres pour cet injecteur.

Pour chaque point de fonctionnement, un suivi de phase est effectué pour plusieurs instants pendant et après l'injection : 1 ms, 2 ms, 3 ms, 4 ms, 5 ms, 7 ms, 10 ms et 20 ms ASOI.

Dans ce chapitre, toutes les analyses quantitatives sont menées en se basant sur la moitié gauche des champs car les mesures  $y$  sont de meilleure qualité (cf Chapitre III).

### IV.2. Etude de l'injection monotrou

La plupart des précédentes études menées sur des injecteurs générant des sprays coniques se sont principalement concentrées sur le suivi de la phase gazeuse uniquement sans mesurer la vitesse de la phase liquide (Grunefeld, 2000 ; Arbeau, 2004 ; Delay, 2005 ; Prospero, 2008). Pour comprendre les interactions entre les phases, il est nécessaire de faire une mesure simultanée des vitesses de chaque phase. Les vitesses du gaz et du spray durant l'injection du spray monotrou sont donc mesurées simultanément par PIV par fluorescence dans la chambre statique pour comprendre la formation des structures du spray ainsi que leur effet sur la phase continue.

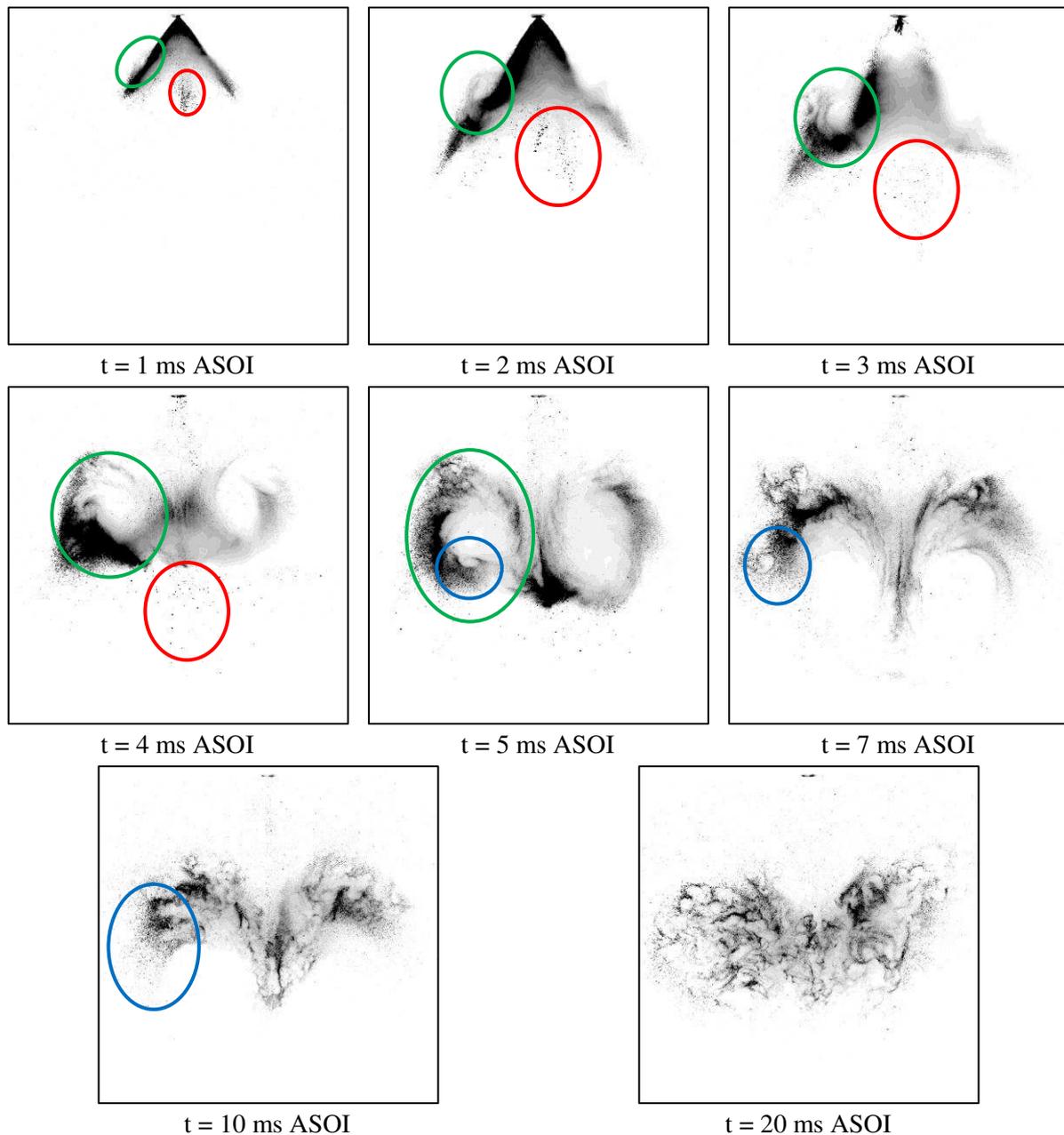
L'impact des paramètres d'injection sur les mécanismes d'interaction entre les phases est décrit en s'appuyant sur les résultats obtenus avec l'injecteur monotrou. Les cas 1b et 1c, à quantité de carburant injectée identique, sont comparés.

#### IV.2.1. Dispersion des gouttes du spray

Lors de l'injection d'un spray liquide, la répartition des gouttes dans le milieu gazeux est une donnée importante. La qualité d'un mélange par exemple dépend fortement de cet aspect. La répartition des gouttes dans la chambre est donc étudiée tout en mettant en avant les processus à l'origine de celle-ci.

##### IV.2.1.1. Développement et morphologie du spray

Les images de fluorescence sont utilisées pour suivre le développement du spray au cours du temps. La Figure 96 présente le spray monotrou à différents délais ASOI pour le cas 1c ( $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 2.26$  ms). La dynamique des images est ajustée pour chaque instant afin d'optimiser le contraste entre les zones intenses (en noir) et le fond (en blanc) car il dépend des caractéristiques du spray telles que sa densité et sa dispersion.



**Figure 96.** Images instantanées par fluorescence du spray de l'injecteur monotrou pour le cas 1c à différents délais ASOI

Le spray se développe d'abord sous la forme d'un cône creux avec deux groupes particuliers de gouttes qui ressortent. D'abord en rouge, un groupe de gouttes progresse au milieu du cône creux et se disperse progressivement en avançant jusqu'à 4 ms ASOI. Ces gouttes sont celles qui sortent en premier de l'injecteur au moment de la levée d'aiguille, i.e. pendant la phase transitoire de l'injection. Ces gouttes correspondent probablement au groupe de grosses gouttes ( $d > 40 \mu\text{m}$ ) détectées à l'avant du spray par granulométrie Malvern (cf Chapitre II). Elles ne semblent pas particulièrement affectées par le gaz environnant et ralentissent progressivement suivant une trajectoire balistique avant de disparaître après 4 ms ASOI.

Ensuite, en vert sur la Figure 96, nous observons un tourbillon qui se forme sur la face externe du spray et se développe en s'éloignant de l'injecteur jusqu'à former un vortex complet à 5 ms ASOI. L'apparition de ce tourbillon est symétrique sur nos images et forme un tore qui entoure le spray. La

section du tore s'élargit de plus en plus et courbe la nappe du spray vers l'intérieur de manière à ce qu'à 3 ms ASOI, le spray prend la forme d'une cloche. De plus, les gouttes se concentrent en aval de ce tourbillon.

Enfin, à 5 ms ASOI, la structure du spray a complètement disparu remplacée par le tore qui se présente dans le plan de l'image sous la forme de deux vortex forçant les gouttes à passer entre eux. Les gouttes du spray restées coincées en aval du tourbillon sont entraînées dans celui-ci au cours de son expansion. Cependant, les vortex se brisent assez rapidement puisque l'écoulement central de gouttes n'est plus dévié vers l'extérieur à partir de 7 ms ASOI. Ainsi, les dernières gouttes entraînées vers l'extérieur (en bleu sur la Figure 96) se détachent de l'écoulement central pour se diriger doucement vers l'extérieur. Enfin, à 20 ms ASOI, les gouttes restantes sont réparties dans toute la moitié inférieure de la chambre après ce qui semble être la rupture des vortex.

A partir de ces observations, le développement du spray dans les conditions d'injection du cas 1c se fait en 3 phases :

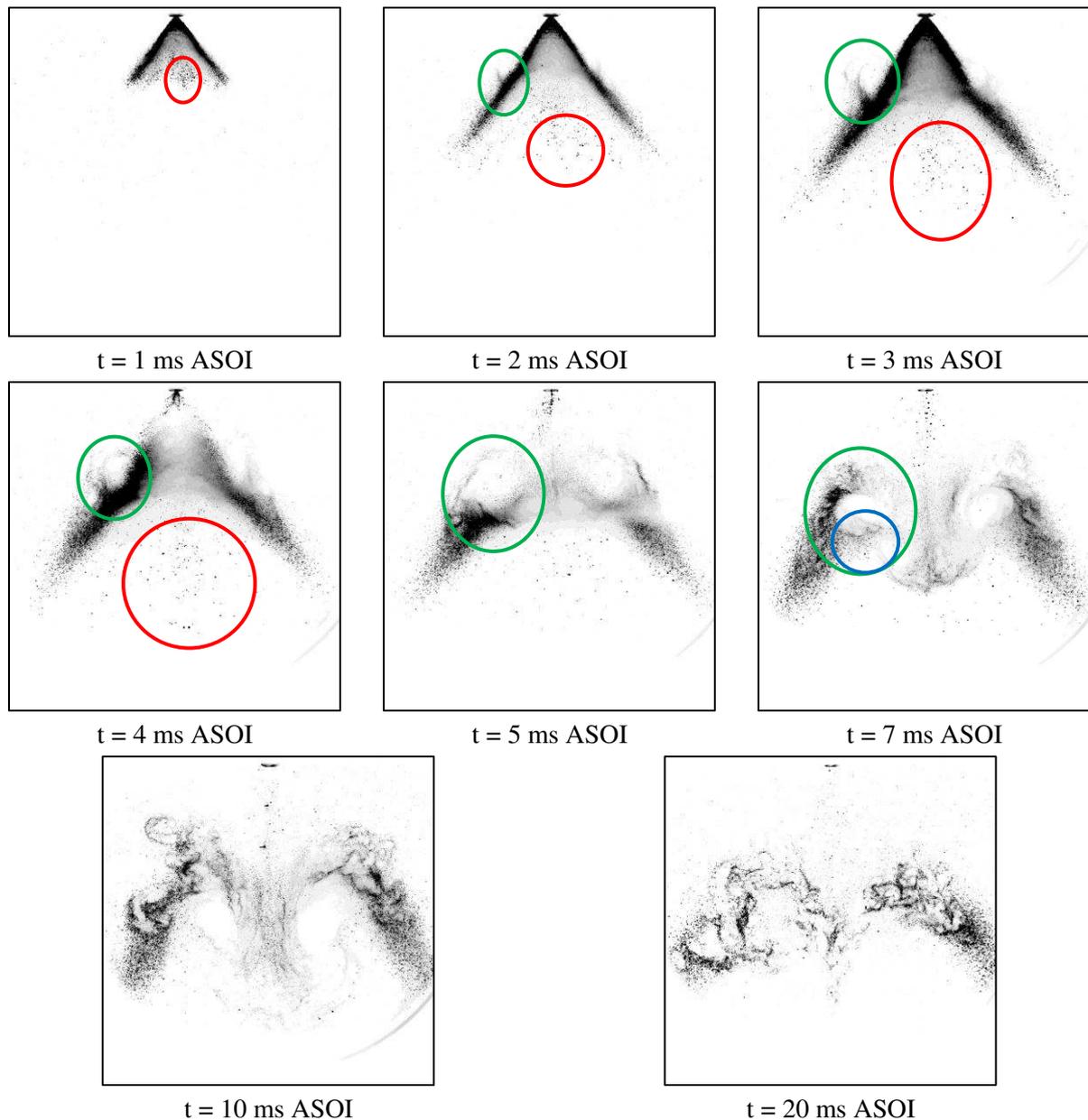
- La première phase, pour des temps inférieurs ou égaux à 2 ms ASOI, correspond à la progression du spray sous la forme d'un cône avec quelques gouttes qui se déplacent le long de l'axe de l'injecteur.
- Au cours de la seconde phase, entre 2 et 4 ms ASOI, l'injection se poursuit et le spray est déformé par l'apparition et le développement de structures tourbillonnaires sur la face externe du spray.
- Dans la troisième phase, qui commence après la fin de l'injection pour des temps supérieurs ou égaux à 5 ms ASOI, le spray peut être assimilé à un jet axial de gouttes entouré par deux vortex se déplaçant le long de l'axe du spray.

Le développement du spray dans le cas 1b ( $P_{inj} = 50$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms) est présenté sur la Figure 97 avec les images de fluorescence des gouttes. Pour des conditions différentes du cas précédent, le spray se développe suivant le même schéma avec quelques différences.

La première phase de l'évolution du spray dans le cas 1b est très similaire à celle du cas 1c puisque le spray se propage aussi sous forme de cône creux tandis qu'un groupe de gouttes balistiques se détache au centre (en rouge sur la Figure 97). La vitesse en sortie de l'injecteur est cependant limitée à 75 m/s, ce qui réduit la distance parcourue par le spray à un instant ASOI donné. Pour le cas 1b, la vitesse d'injection est plus faible que pour le cas 1c, donc l'apport instantané de quantité de mouvement est plus faible le long du spray. Cependant, la durée d'injection est plus longue dans le cas 1b. Ainsi, la quantité de mouvement globale du spray, intégrée sur toute la durée de son injection, est sensiblement identique pour les deux cas. Néanmoins, la dispersion des gouttes présente des comportements différents pour chaque cas.

D'abord, le tourbillon sur l'extérieur de la nappe liquide (en vert sur la Figure 97) apparaît plus tardivement. Après la fin de l'injection, le développement du spray est différent puisque les tourbillons sont de plus petites tailles et n'entraînent pas la totalité des gouttes dans leur mouvement. En effet, une partie des gouttes progresse toujours suivant l'axe de la nappe sans être retenues en aval du tourbillon qui se développe sur la face extérieure de la nappe du spray.

De plus, après la rupture des vortex entre 7 et 10 ms ASOI, les gouttes du spray qui ont été entraînées vers l'extérieur (en bleu) restent majoritairement éloignées de l'axe de l'injection formant deux zones de concentration de gouttes au contraire du cas 1c pour lequel les gouttes étaient réparties dans toute la moitié inférieure de la chambre.



**Figure 97.** Images instantanées par fluorescence du spray de l'injecteur monotrou pour le cas 1b à différents délais ASOI

#### IV.2.1.2. Dynamique du spray et de la phase continue

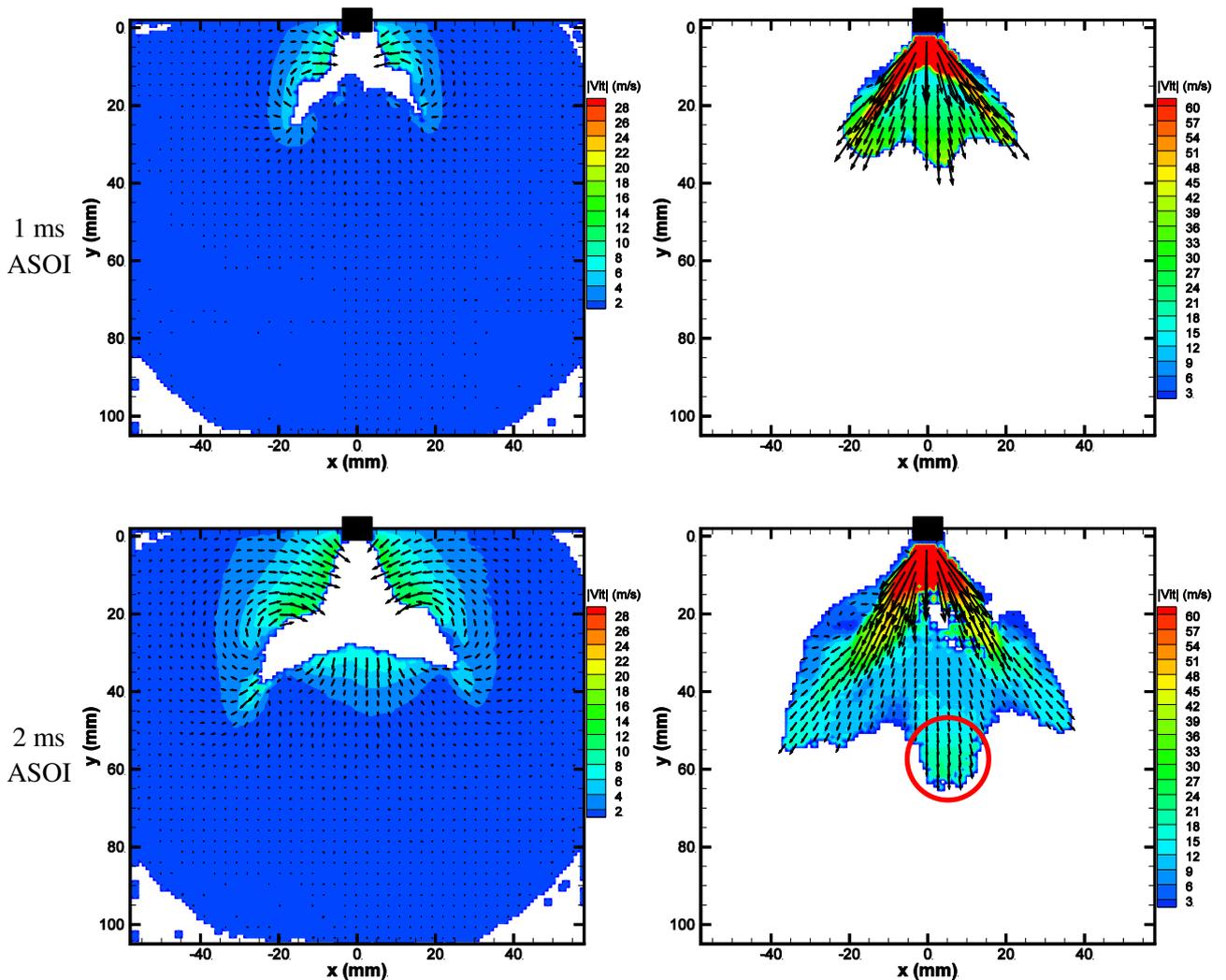
La Figure 98 présente les champs de vitesses moyennes du gaz et du spray entre 1 et 4 ms ASOI pour le cas 1c. Le champ de vecteurs en noir décrit l'orientation de la vitesse tandis que le fond en couleur indique la norme de la vitesse. L'échelle de couleur est volontairement saturée au niveau des grandes vitesses pour le spray afin de conserver un meilleur contraste sur les bords de celui-ci. L'origine du repère correspond au nez de l'injecteur dont l'emplacement est modélisé par le rectangle noir.

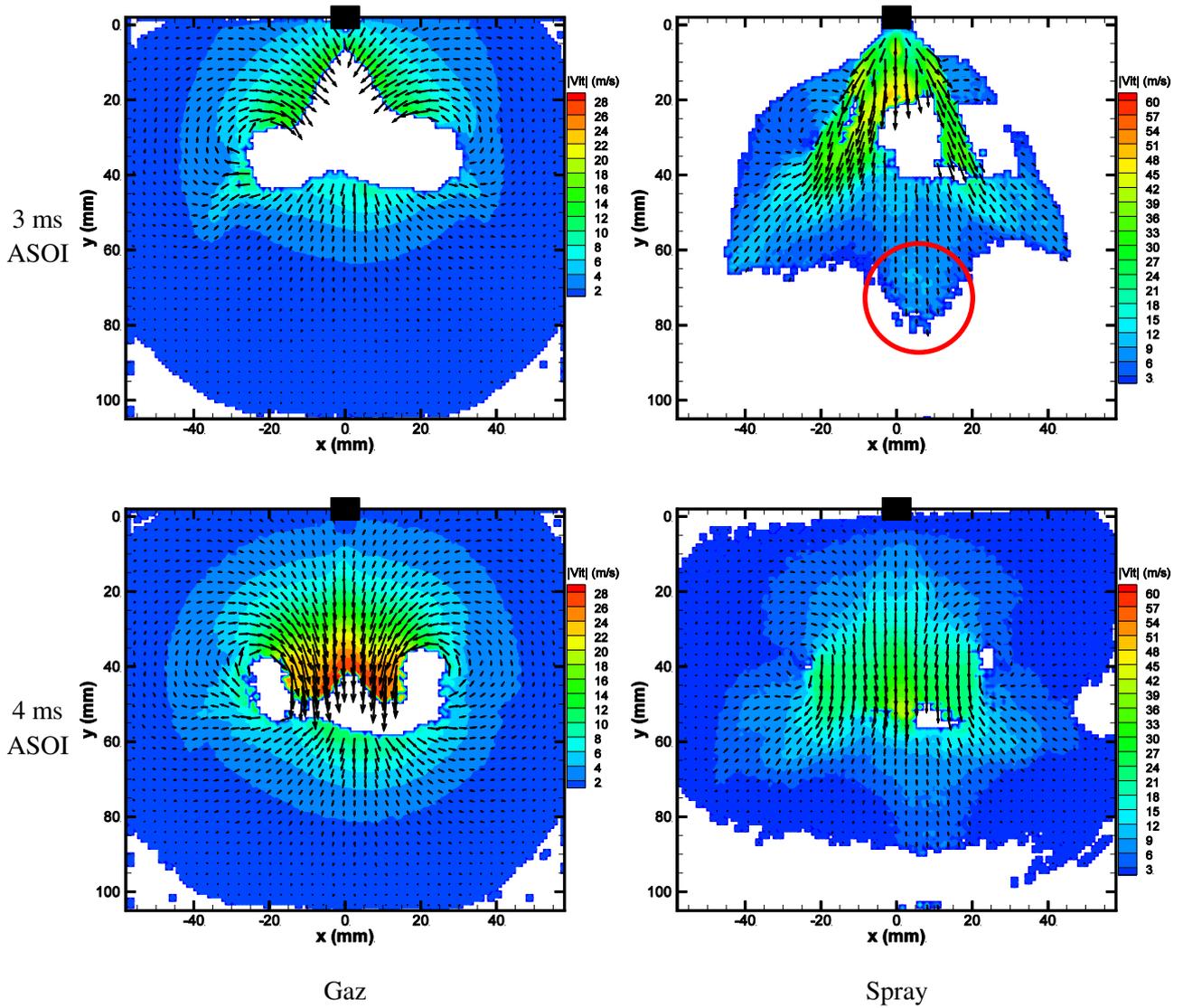
Le spray sort de l'injecteur à une vitesse approchant 100 m/s qui reste environ constante tant que l'injection est dans sa phase permanente. Les vitesses les plus fortes décrivent l'avancée de la nappe liquide en forme de cône creux alors que les vitesses des gouttes au milieu du cône sont nettement inférieures. Cependant, à 2 ms et 3ms ASOI, un groupe de gouttes se propage au centre du

cône avec plus de vitesse (zone entourée en rouge sur la Figure 98). Ce sont probablement les gouttes de taille importante mentionnées précédemment. En raison de leur taille ( $d_p > 40 \mu\text{m}$ ), elles ont un Reynolds particulaire  $Re_p$  plus grand et donc un coefficient de traînée  $C_D$  plus faible, ce qui fait qu'elles ralentissent moins vite que les gouttes plus petites : ce sont des gouttes balistiques.

Les champs de vitesses du spray à 2 ms et 3 ms ASOI mettent bien en évidence la recirculation du spray sur le bord de la nappe. A ces instants, un mouvement d'entraînement de l'air important est en place. Il est dû au passage du spray et au transfert d'énergie entre les deux phases comme expliqué dans la Section IV.2.2.

La coupure de l'injection intervient à environ à 3 ms ASOI et est marquée par une rentrée d'air à l'arrière du spray. Cette entrée d'air brise la structure du spray à partir de 4 ms ASOI : il se transforme progressivement en un jet axial de gouttes compris entre deux vortex. C'est à cet instant que l'entraînement d'air qui passe entre les deux vortex est le plus rapide.





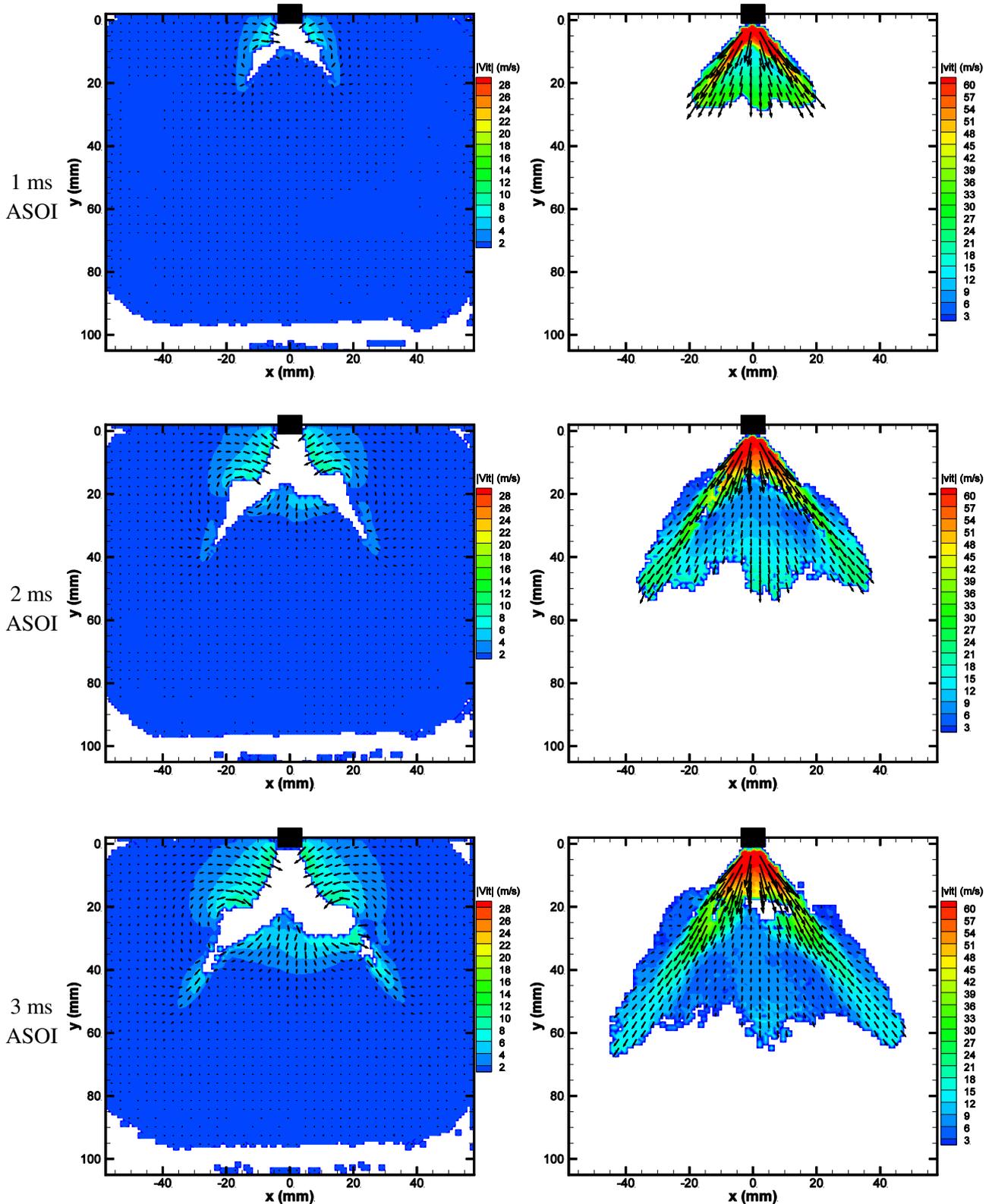
**Figure 98.** Champs de vitesses moyennes pour le gaz (à gauche) et pour le spray (à droite) entre 2 et 4 ms ASOI pour le cas 1c

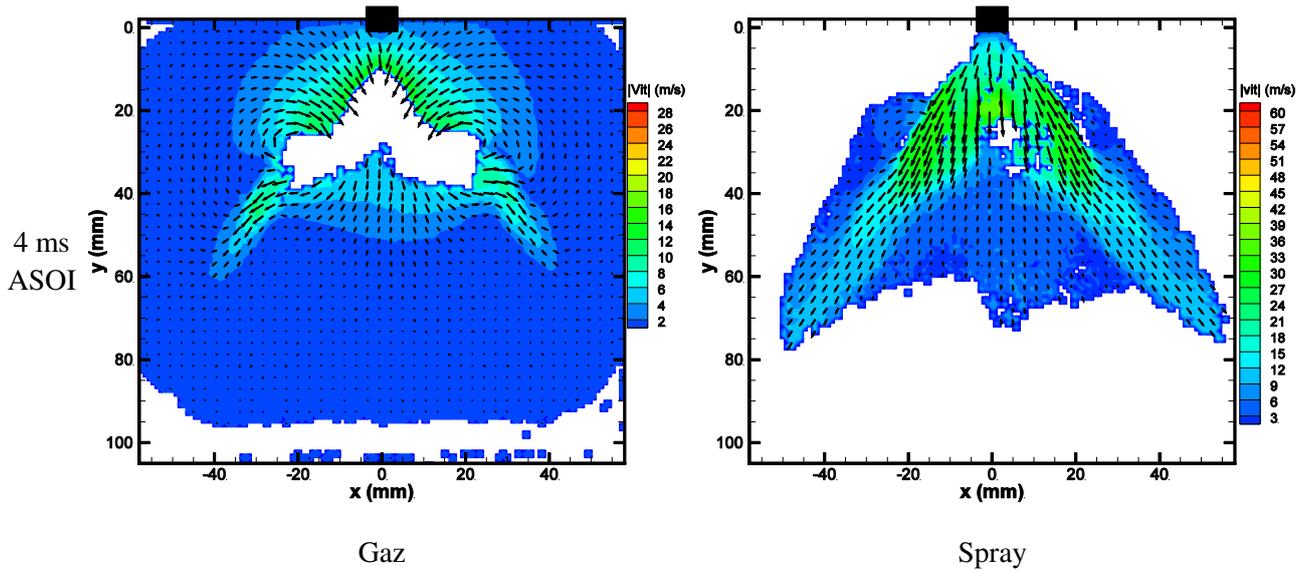
#### IV.2.1.3. Apparition et développement des tourbillons

Au cours de l'injection, un tourbillon se forme sur la face externe du spray (Figure 96) sous l'effet d'instabilités dues à la différence de vitesse qui existe entre le spray et l'air environnant. Le cisaillement créé entre les deux phases déstabilise l'interface jusqu'à générer un enroulement sur elle-même à l'origine du tourbillon. La formation et le développement de ces tourbillons (tore) sont analysés à l'aide des champs de vitesses obtenus par PIV par fluorescence.

La Figure 99 présente les champs de vitesses moyennes du gaz et du spray entre 2 et 4 ms ASOI pour le cas 1b. En comparant ces champs de vitesses à ceux du cas 1c, nous observons que le tourbillon apparaît de manière plus précoce dans le cas 1c puisqu'il est visible sur le champ spray dès 2 ms ASOI alors qu'il faut attendre 3ms ASOI dans le cas 1b pour avoir un tourbillon similaire. L'augmentation du cisaillement à cause de la plus grande différence de vitesse accélère la déstabilisation de l'interface et donc la formation du tourbillon.

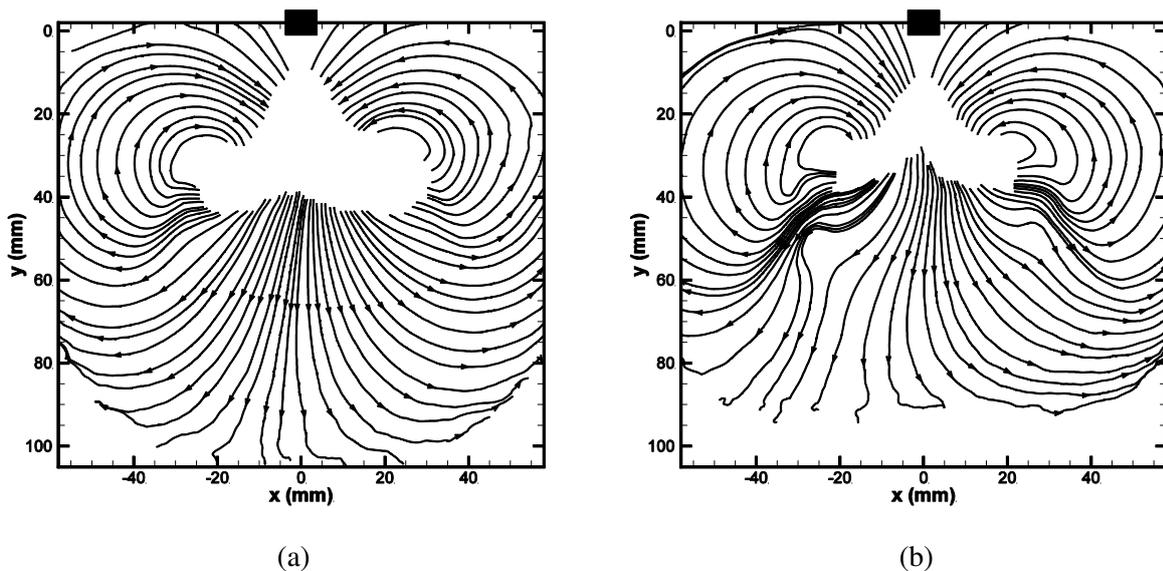
A 3 ms ASOI pour le cas 1c, la recirculation gazeuse due au tourbillon est presque totale et implique une grande partie de l'écoulement gazeux dans la chambre. En revanche, pour le cas 1b, le gaz n'est que partiellement recirculé dans l'enroulement du tourbillon puisqu'à 4 ms ASOI, un flux gazeux descendant suivant l'axe de la nappe du spray est encore marqué avec des vitesses significatives.





**Figure 99.** Champs de vitesses moyennes pour le gaz (à gauche) et pour le spray (à droite) entre 2 et 4 ms ASOI pour le cas 1b

La présence de ce tourbillon est à l'origine de la recirculation globale de l'air dans la chambre. L'air recircule depuis l'avant du spray vers la partie supérieure du spray comme le montrent les lignes de courant du gaz sur la Figure 100 juste après la coupure de l'injection. Les couches d'air sont progressivement mises en mouvement du centre du tourbillon vers l'extérieur de la chambre. Pour le cas 1c (Figure 100a), les lignes de courant témoignent d'une recirculation importante du gaz sous l'effet du tourbillon. Pour le cas 1b (Figure 100b), la recirculation est perturbée dans sa partie basse et les lignes de courant s'orientent suivant l'axe de la nappe. Cet effet peut certainement s'expliquer par le fait que les vitesses de recirculation de l'air sont plus faibles dans le cas 1b, rendant l'écoulement d'air plus facile à dévier par les gouttes du spray qui se déplacent à grande vitesse suivant l'axe de la nappe.



**Figure 100.** Lignes de courant du gaz après la fin de l'injection (a) à 3 ms ASOI pour le cas 1c et (b) à 4 ms ASOI pour le cas 1b

#### IV.2.1.4. Déviation des gouttes du spray par le gaz

La dispersion des gouttes dépend fortement de la forme du spray généré par l’injecteur, mais elle est aussi impactée par l’aérodynamique du milieu environnant. Les effets du tourbillon généré par le passage du spray et du mouvement de recirculation de l’air sur la dispersion des gouttes sont donc étudiés.

Le Tableau 6 présente les nombres de Stokes selon l’équation 10 (cf Section I.3.2) pour les sprays étudiés. Le temps de réponse de la particule dans l’injection d’un spray dans un gaz est défini par l’équation 9 (cf Section I.3.2). Pour étudier l’impact du tourbillon sur les gouttes du spray, ces nombres ont été calculés dans la zone du tourbillon qui se forme en bord de spray pour une injection à 100 bar. Dans cette zone, le temps caractéristique de l’écoulement correspond au temps de retournement du tourbillon donné par :

$$\tau_f = \frac{D}{\Delta V} \quad \text{Eq. 15}$$

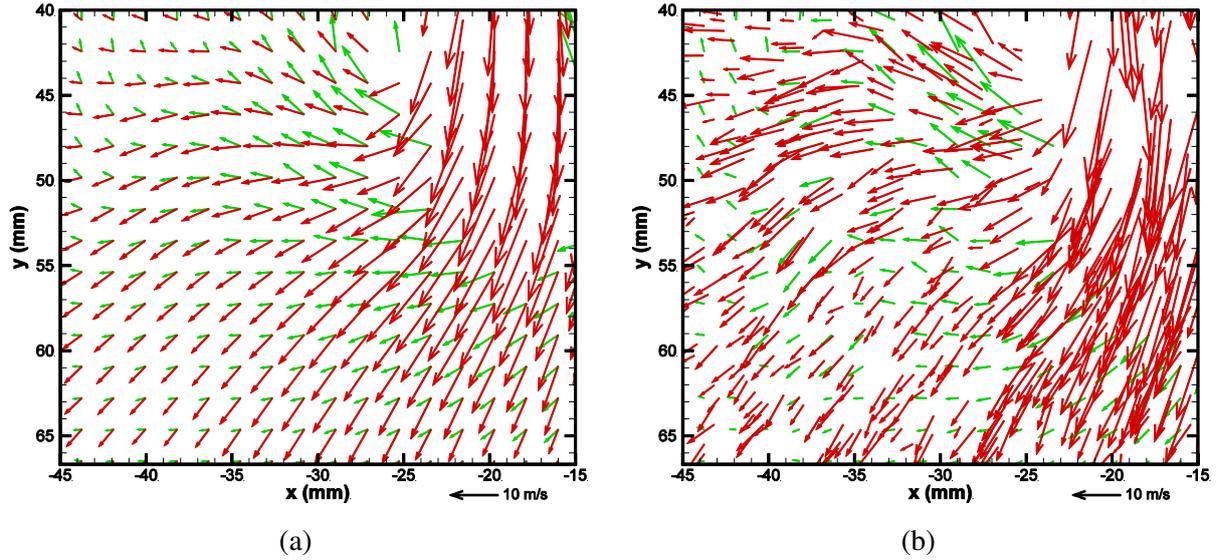
où  $\Delta V$  est la variation de vitesse du fluide sur une distance  $D$  correspondant à la taille du tourbillon. Dans notre cas,  $\tau_f \approx 0.5$  ms.

Taille de gouttes $d_p$ ( $\mu\text{m}$ )	Temps de relaxation $\tau_p$ (ms)	Nombre de Stokes $St$
5	0,057	0,115
20	0,92	1,84
50	5,7	11,5

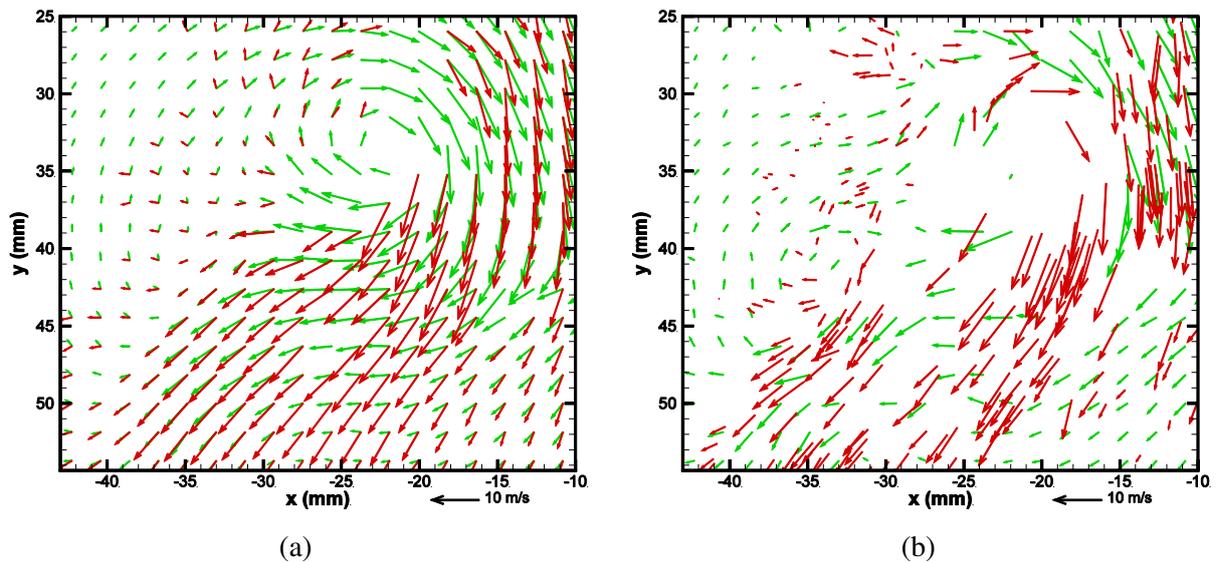
**Tableau 6.** Valeurs du nombre de Stokes pour différentes classes de gouttes

Une forte interaction dynamique entre le spray et le gaz a été relevée dans la zone de recirculation du spray par l’étude des champs de vitesses du spray présentés Figure 98 et Figure 99. Cette zone du champ est présentée plus en détail sur les Figure 101 et Figure 102 respectivement pour le cas 1c et le cas 1b, en superposant les vecteurs gaz (en vert) et gouttes (en rouge) pour les champs moyen (a) et instantané (b). Dans le cas 1c, le champ moyen indique que le spray est globalement dévié vers l’extérieur avec une composante de vitesse horizontale significative. Les gouttes du spray tendent à suivre la recirculation du gaz. En considérant un champ de vitesses instantanées, nous constatons que toutes les gouttes ne réagissent pas de la même manière. Certains vecteurs du spray sont orientés comme les vecteurs du gaz – il s’agit probablement des plus petites gouttes du spray – alors que d’autres ont une direction différente. Nous retrouvons ici la dépendance de la réponse d’une goutte au nombre de Stokes.

Dans le cas 1b, le spray en aval du tourbillon est clairement orienté suivant l’axe initial de sa nappe (Figure 102a). Seules les gouttes n’ayant presque plus de vitesse situées à gauche du tourbillon sont déviées par ce dernier. Sur le champ de vitesses instantanées présenté Figure 102b, peu de vitesses de gouttes sont mesurées à l’extérieur du tourbillon confirmant que peu de gouttes sont déviées par le tourbillon. Le tourbillon a donc moins d’impact sur la trajectoire des gouttes dans le cas d’une injection à 50 bar.



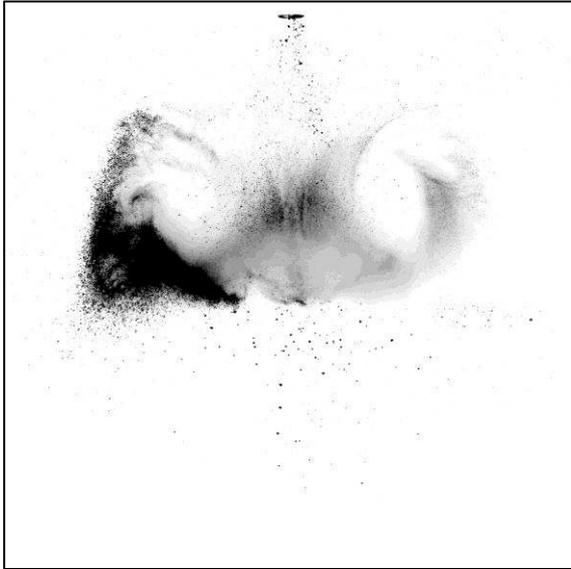
**Figure 101.** Champs de vitesses (a) moyennes et (b) instantanées zoomés dans la zone du tourbillon à 4 ms ASOI pour le cas 1c. En rouge : spray ; en vert : gaz



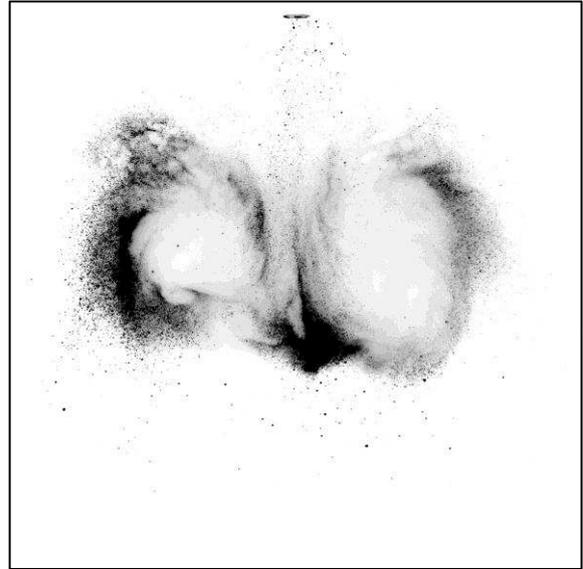
**Figure 102.** Champs de vitesses (a) moyennes et (b) instantanées zoomés dans la zone du tourbillon à 5 ms ASOI pour le cas 1b. En rouge : spray ; en vert : gaz

Une zone de concentration préférentielle des gouttes du spray est observée dans les deux cas à partir des images de fluorescence de gouttes du spray présentées sur les Figure 103 et Figure 104. Elle se situe sous la partie inférieure gauche de la recirculation et est observée à  $t = 4$  ms ASOI pour le cas 1c et à  $t = 5$  ms pour le cas 1b. Ce comportement, qui peut être relié à l'expulsion hors du cœur du tourbillon des gouttes qui ne peuvent pas suivre parfaitement l'écoulement de l'air, rappelle les observations faites par Eaton et Fessler (1994) dans une configuration de jet différente.

Les gouttes du spray s'accumulent donc temporairement dans cette zone avant d'être dispersées par l'expansion du tourbillon comme nous pouvons le constater sur les images de fluorescence du spray à  $t = 5$  ms ASOI pour le cas 1c et à  $t = 7$  ms ASOI pour le cas 1b.

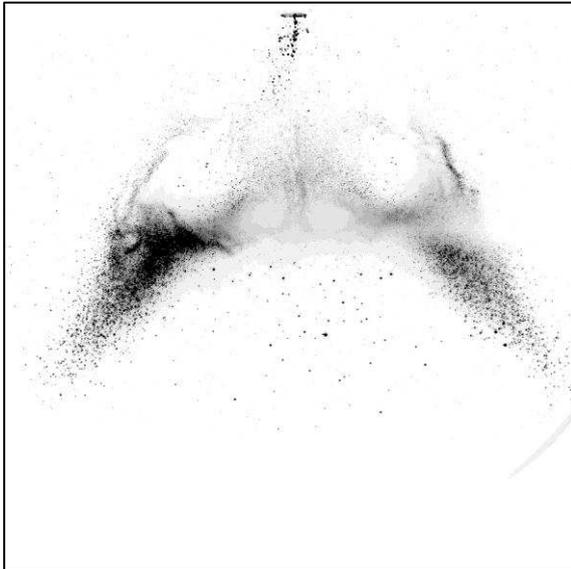


t = 4 ms ASOI

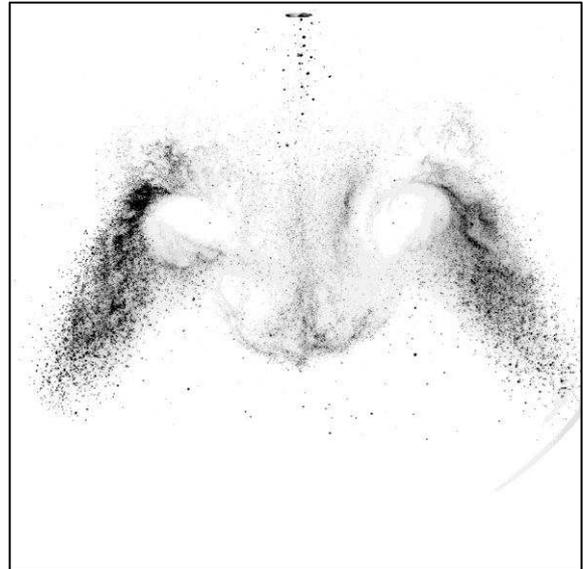


t = 5 ms ASOI

**Figure 103.** Images de fluorescence du spray pour le cas 1c



t = 5 ms ASOI



t = 7 ms ASOI

**Figure 104.** Images de fluorescence du spray pour le cas 1b

#### IV.2.1.5. Convection du tourbillon par le spray

Nous venons de voir que la répartition des gouttes dans la chambre est liée au tourbillon de la phase gazeuse. L'emplacement de ce dernier fournit donc une bonne indication de la répartition des gouttes après la fin de l'injection.

Le critère  $\Gamma_1$  (Graftieaux et al., 2001) est utilisé pour déterminer l'emplacement du centre du tourbillon. Le centre du tourbillon correspond au point où le moment cinétique calculé sur un cercle d'un diamètre de 10 mailles (environ 18,5 mm) est maximum.

$$\Gamma_1(O) = \frac{1}{N} \sum_S \frac{(\overline{OM} \wedge \overline{VM}) \cdot \vec{z}}{\|\overline{OM}\| \cdot \|\overline{VM}\|} \quad \text{Eq. 16}$$

où  $S$  est la surface entourant le point  $O$ ,  $M$  appartient à  $S$  et  $\vec{z}$  est le vecteur unitaire normal au plan de mesure.  $N$  est le nombre de points  $M$  dans la surface  $S$  (cercle de 10 mailles) et  $\vec{V}_M$  est le vecteur vitesse du gaz au point  $M$ .

La Figure 105 présente l'emplacement du tourbillon sur les champs moyens en cercle noir plein ainsi que son emplacement sur les champs instantanés en carré creux au cours du temps pour les cas 1b et 1c. Le tourbillon n'est pas convecté à la même vitesse pour les deux cas mais par contre il suit la même trajectoire. Dans un premier temps, il se déplace suivant l'axe de la nappe du spray (trait plein sur la Figure 105), et dans un second temps, au moment de la fin de l'injection qui correspond à la transition du spray conique vers un jet plus axial, le tourbillon est convecté verticalement vers le bas (trait discontinu sur la Figure 105). La trajectoire du tourbillon est donc en accord avec l'évolution du spray.

La dispersion des emplacements du tourbillon au cours de son avancée est faible. Ce résultat résulte de la très bonne reproductibilité de l'injection et conduit à un niveau de fluctuations de vitesses du gaz modérées à la frontière des tourbillons (Figure 106). Les fluctuations du gaz sont nettement plus faibles que les vitesses du gaz dans la zone du tourbillon. En effet, le champ de fluctuations moyennes de vitesses à  $t = 3$  ms ASOI pour le cas 1c, présenté Figure 106, indique qu'au bord du tourbillon  $\langle u' \rangle \approx 5$  m/s alors que  $U \approx 15$  m/s.

La dispersion spatiale est plus importante pour un instant particulier de la séquence. Il s'agit de l'instant où le tourbillon change de direction :  $t = 3$  ms ASOI pour le cas 1c et  $t = 4$  ms ASOI pour le cas 1b. La fin d'injection et le changement de topologie du spray sont donc une source d'instabilité pour le tourbillon gazeux.

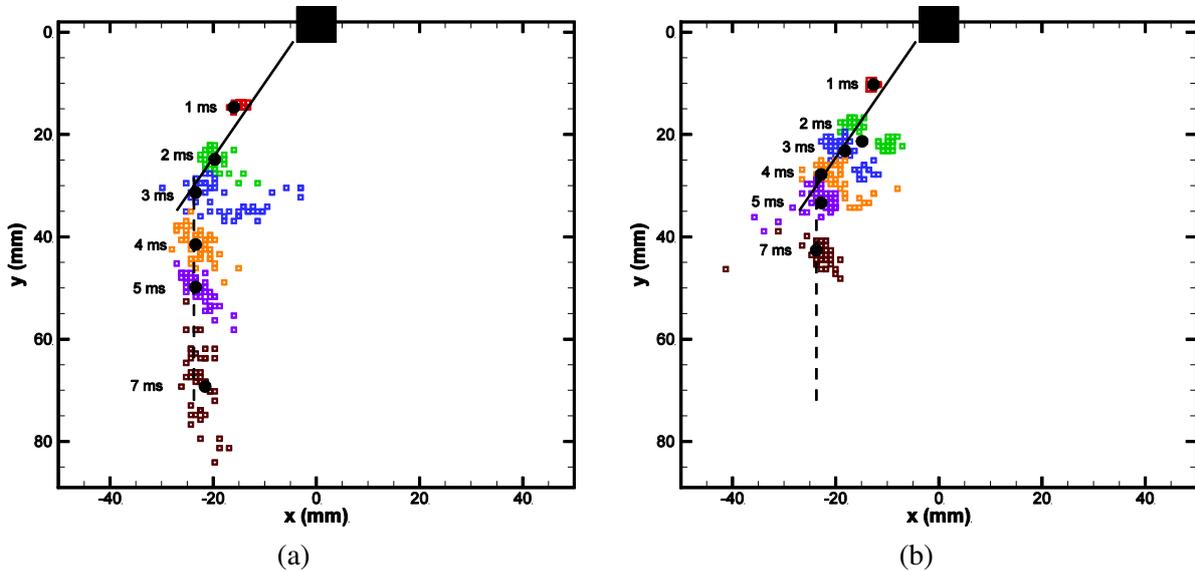


Figure 105. Emplacements moyen (cercles noirs) et instantanés (carrés de couleur) du tourbillon au cours de l'injection pour (a) le cas 1c et (b) le cas 1b

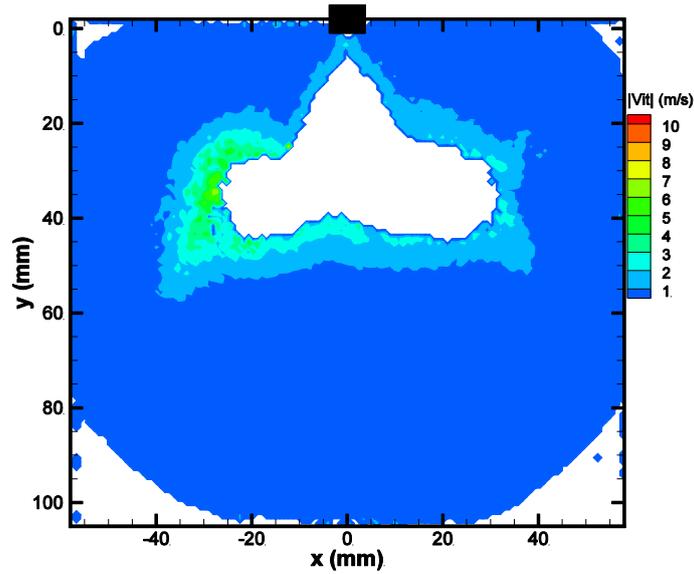


Figure 106. Champ de fluctuations moyennes de vitesse du gaz à  $t = 3$  ms ASOI pour le cas 1c

### IV.2.2. Transfert d'énergie entre phases

La mise en mouvement de l'air initialement au repos permet d'analyser et de quantifier un transfert d'énergie entre le spray et le gaz. La quantité de mouvement du spray à la suite de l'injection est transférée au gaz impliquant des dispersions et des dynamiques de gouttes différentes en fonction des paramètres d'injection imposés. Les résultats précédents ont en effet montré que la topologie du spray et les champs de vitesses du gaz et des gouttes présentent des comportements différents sous l'effet de la pression et de la durée d'injection.

#### IV.2.2.1. Terme de transfert de quantité de mouvement

Le cisaillement entre l'air et la nappe du spray est à l'origine du transfert de quantité de mouvement du spray vers l'air. Le terme d'échange de quantité de mouvement entre phases, noté  $\Pi$ , peut être obtenu à partir d'un bilan des forces agissant sur une population de particules monodisperses dans un écoulement turbulent (Maxey et Riley, 1983 ; Simonin, 1990 et 1991). En prenant en compte uniquement la force de traînée, comme dans notre cas, Cossali (2001) a établi que le transfert de quantité de mouvement entre les phases pouvait être estimé comme étant l'action de la force de traînée du fluide sur les gouttes au cours de leur déplacement :

$$\Pi = \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{\infty} n(r, z) \|\vec{F}_{trainée}\| 2\pi r dr dz \quad \text{Eq. 17}$$

où  $n(r, z)$  est la concentration en nombre de gouttes.

La force de traînée dépend des caractéristiques géométriques de la goutte, des propriétés physiques du fluide et du différentiel de vitesse entre les deux phases. Elle s'écrit donc sous la forme :

$$\vec{F}_{trainée} = \frac{1}{2} \rho_f S C_D \|U_p - U_f\| (\vec{U}_p - \vec{U}_f) \quad \text{Eq. 18}$$

où  $S$  est la section de la particule et  $C_D$  le coefficient de traînée.

Il existe de nombreuses expressions pour le coefficient de traînée dans la littérature. Parmi celles-ci, la plus couramment utilisée dans le cas d'un nombre de Reynolds compris entre 1 et 1000 est celle de Schiller et Naumann (1933) :

$$C_D = \frac{24}{Re_p} (1 + 0.15 Re_p^{0.687}) \quad \text{Eq. 19}$$

Ainsi en développant le terme de transfert de quantité de mouvement, il peut s'écrire sous la forme :

$$\Pi = \int_{z_1}^{z_2} \int_0^\infty n(r, z) 3\pi\mu_f d_p (U_p - U_f) \left( 1 + 0.15 \left( \frac{\rho_f |U_p - U_f| d_p}{\mu_f} \right)^{0.687} \right) 2\pi r dr dz \quad \text{Eq. 20}$$

Les différentes grandeurs constituant le terme de transfert de quantité de mouvement dépendent des paramètres d'injection. A un instant donné ASOI,  $n(r, z)$  augmente quand la pression d'injection augmente. En effet, la masse de liquide injectée ainsi que la distribution en taille des gouttes varient avec la pression d'injection. De plus, les résultats présentés Figure 98 et Figure 99 ont montré que si la pression d'injection augmente, alors  $U_p$  augmente, tandis que les mesures de granulométrie Malvern (cf Chapitre II) ont montré que  $d_p$  ne diminue que très légèrement. Ainsi, le terme d'échange de quantité de mouvement augmente quand la pression d'injection augmente.

La durée d'injection n'a pas d'effet sur l'entraînement à un instant donné tant que l'injection n'est pas terminée. En effet, raccourcir la durée d'injection ne modifie pas les processus d'entraînement qui se développent pendant l'injection, cela ne fait que les interrompre précocement. Ce paramètre ne modifie donc pas les transferts de quantité de mouvement instantanés. Globalement, après la fin de l'injection, l'augmentation de la durée d'injection aura eu pour effet d'augmenter les transferts de quantité de mouvement moyens.

#### **IV.2.2.2. Transfert à l'avant du spray**

Le front du spray représente une surface d'échange particulière de quantité de mouvement entre les gouttes et l'air. L'air est faiblement mis en mouvement devant le spray. Les champs superposés de vitesses du spray et du gaz focalisés sur le front du spray durant l'injection (Figure 107) montrent que le gaz et les gouttes ne suivent pas les mêmes trajectoires. L'air en tête de spray est entraîné dans la recirculation qui se forme sur le bord de la nappe du spray.

Dans cette zone, la réponse du gaz au passage du spray n'est pas instantanée comme l'indique le fort différentiel de vitesses entre les deux phases au niveau du front du spray. La vitesse des deux phases est extraite suivant l'axe de la nappe du spray et est représentée sur la Figure 108 pour les cas 1c et 1b.  $V_\theta$  correspond à la composante de vitesse projetée sur l'axe défini par la nappe du spray et la distance à l'injecteur est mesurée suivant ce même axe. Le gaz étant initialement au repos, il est considéré comme mis en mouvement pour  $V_\theta > 2$  m/s. La position où le gaz est considéré en mouvement est repérée par la droite en tiret rouge et la position du front du spray est repérée par la droite en tiret noire (Figure 108). Le Tableau 7 résume les valeurs du retard de mise en mouvement du gaz ainsi que la distance entre le point de mise en mouvement du gaz et le front du spray  $D_{ret}$  et la vitesse du spray correspondante pour les différents instants de l'injection pour les cas 1b et 1c.

Dans le cas 1c, la réponse du gaz est rapide puisque à 2 ms ASOI, l'air atteint la vitesse seuil seulement 4,71 mm derrière le front du spray (Figure 108a). En divisant par la vitesse du spray à cet endroit, cela correspond à un retard de 0,28 ms par rapport au passage du front du spray. A 1 ms ASOI, le gaz atteint la vitesse de 2 m/s à une distance de 35,3 mm par rapport à l'injecteur et le front

du spray est observé à la même position. Donc aux premiers instants de l'injection quand le spray est encore très compact, l'air est mis en mouvement au moment du passage du spray.

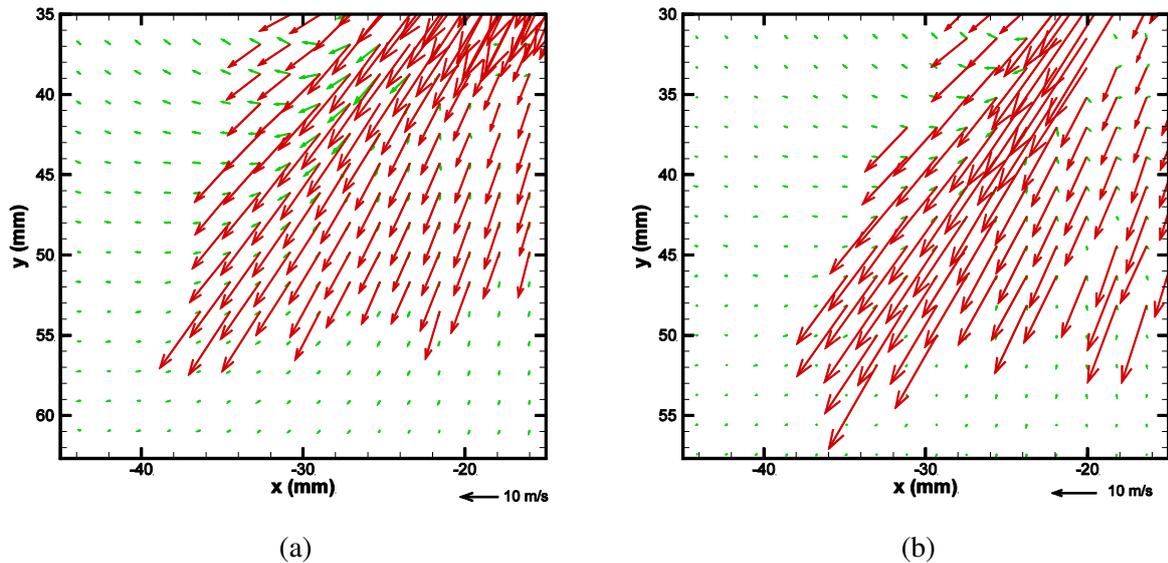


Figure 107. Champs superposés de vitesses moyennes du spray (en rouge) et du gaz (en vert) à  $t = 2$  ms ASOI pour (a) le cas 1c et (b) le cas 1b

Pour une injection à 50 bar (Figure 108b), l'air atteint 2 m/s pour des délais de 0,05 ms après le passage du spray à 1 ms ASOI, 0,4 ms à 2 ms ASOI et 0,59 ms à 3 ms ASOI. La réponse de l'air est donc plus lente pour une pression d'injection plus faible.

L'évolution temporelle du temps de réponse de l'air au passage des gouttes à l'avant du spray est néanmoins identique pour les deux cas. Au début de l'injection, alors que le spray est le plus dense, le gaz est poussé par la nappe. Ensuite, avec la dispersion des gouttes à l'avant du spray et donc la diminution de sa densité, le temps de réponse du gaz s'allonge.

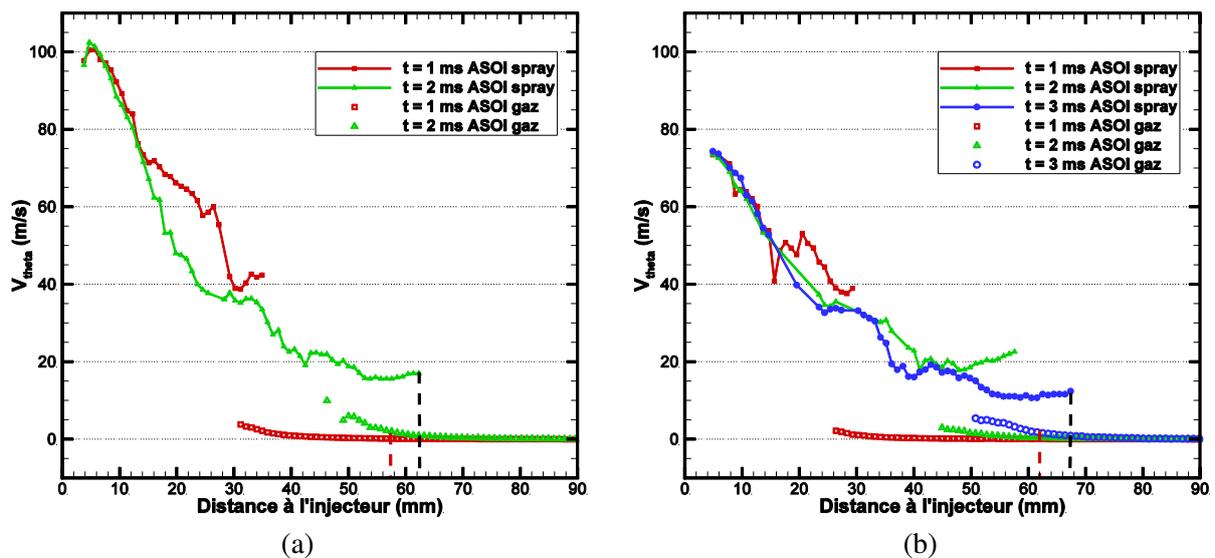


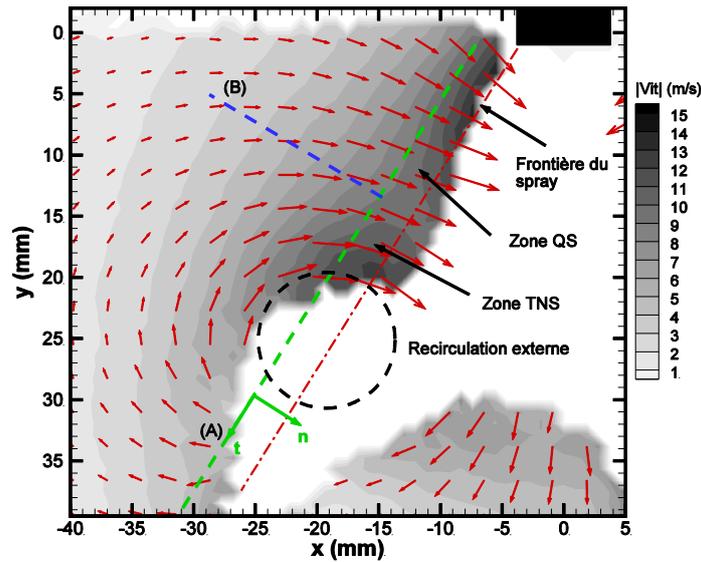
Figure 108. Profils de la composante de vitesse  $V_\theta$  du gaz et du spray suivant la direction de la nappe pour (a) le cas 1c et (b) le cas 1b à différents instants ASOI

Cas	Distance $D_{ret}$ (mm)	$V_{0,spray}$ (m/s)	Retard gaz (ms)
Cas 1c, $t = 2$ ms ASOI	4,71	16,8	0,28
Cas 1b, $t = 1$ ms ASOI	1,96	39,2	0,05
Cas 1b, $t = 2$ ms ASOI	8,71	21,8	0,4
Cas 1b, $t = 3$ ms ASOI	6,84	11,6	0,59

**Tableau 7.** Retard du gaz par rapport au passage du spray avec la distance entre le point de mis en mouvement du gaz et le front du spray  $D_{ret}$  et la vitesse du spray correspondante pour les différents instants de l'injection pour les cas 1b et 1c

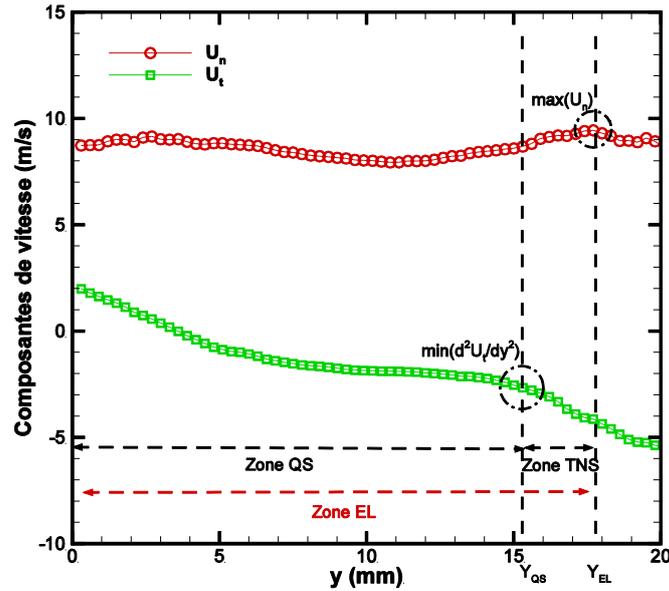
#### IV.2.2.3. Entraînement d'air latéral

L'entraînement d'air latéral correspond au débit d'air qui entre latéralement dans le spray par sa partie supérieure. Le cisaillement à l'interface entre le spray et le gaz entraîne l'air et par effet Venturi les couches d'air se mettent successivement en mouvement de l'intérieur vers l'extérieur en direction du spray. La position du tourbillon établie précédemment délimite la surface sur laquelle l'air est entraîné dans le spray. La région sur laquelle l'entraînement latéral d'air se produit peut être décomposée en deux zones distinctes comme l'a déjà défini Prosperi (2008) : une zone quasi-stationnaire (QS) où les vitesses sont globalement constantes et normales à l'interface et une zone de transition non-stationnaire (TNS) où les vitesses augmentent en s'orientant dans le sens du spray.



**Figure 109.** Définition des zones d'entraînement d'air : zone quasi-stationnaire (QS) et zone de transition non-stationnaire (TNS) séparées par la droite (B)

La Figure 109 présente la ligne de contrôle (A) pour le calcul de l'entraînement ainsi que le découpage de la zone d'entraînement latéral (EL). L'analyse des vitesses du gaz le long de la ligne de contrôle (A) définie à 4 mm de la frontière du spray (Figure 109) permet de caractériser la zone latérale d'entraînement (EL). La Figure 110 présente les profils de vitesses normale et tangentielle du gaz suivant la ligne de contrôle (A) en fonction de la distance  $y$ . La longueur des zones d'entraînement est définie suivant l'axe  $Y$  à partir de l'injecteur ( $y = 0$  mm). Dans cette zone, la vitesse normale  $U_n$  est positive et tend à croître proche du tourbillon. La composante tangentielle  $U_t$  est d'abord quasiment nulle avant de grandir à partir de la position  $Y_{QS}$ .



**Figure 110.** Evolution des composantes de vitesse le long de la ligne (A) pour le cas 1d

Dans la région entre la position de l'injecteur ( $y = 0$ ) et la position  $Y_{QS}$ , l'entraînement est très stable au cours de l'injection. Cette zone définit donc une zone quasi-stationnaire (Prosperi, 2008), où le gaz est entraîné quasiment perpendiculairement à la frontière du spray en direction du liquide. L'intensité des vitesses est globalement constante. Le comportement particulier proche de l'injecteur ( $y < 5$  mm) où l'entraînement n'est pas complètement perpendiculaire au spray ( $U_t$  positive) s'explique par la proximité du couvercle et du nez de l'injecteur qui dévient les lignes de courant.

En aval, entre  $Y_{QS}$  et  $Y_{EL}$ , des effets d'entraînement instationnaires se superposent aux effets stationnaires et définissent une zone de transition non-stationnaire (Prosperi, 2008). Dans cette zone, la vitesse augmente en s'approchant de la position  $Y_{EL}$ . Parallèlement, l'air est dévié par le mouvement de rotation induit par le tourbillon en aval ce qui fait augmenter la vitesse tangentielle.

En aval de la zone de transition non-stationnaire, les vitesses normales diminuent au fur et à mesure que le centre du tourbillon est proche. Les vitesses tangentielles vont quant à elles augmenter surtout après la traversée du tourbillon. Mais ces effets ne relèvent pas de l'entraînement latéral, il s'agit des mouvements de l'air entraînant des gouttes du spray pour former les tourbillons observables sur les images de fluorescence du spray (Figure 96).

Pour séparer la zone quasi-stationnaire de la zone de transition non-stationnaire, l'évolution des composantes de vitesse suivant  $y$  est utilisée (Figure 110). Les différentes zones d'entraînement peuvent donc être définies avec les critères suivants :

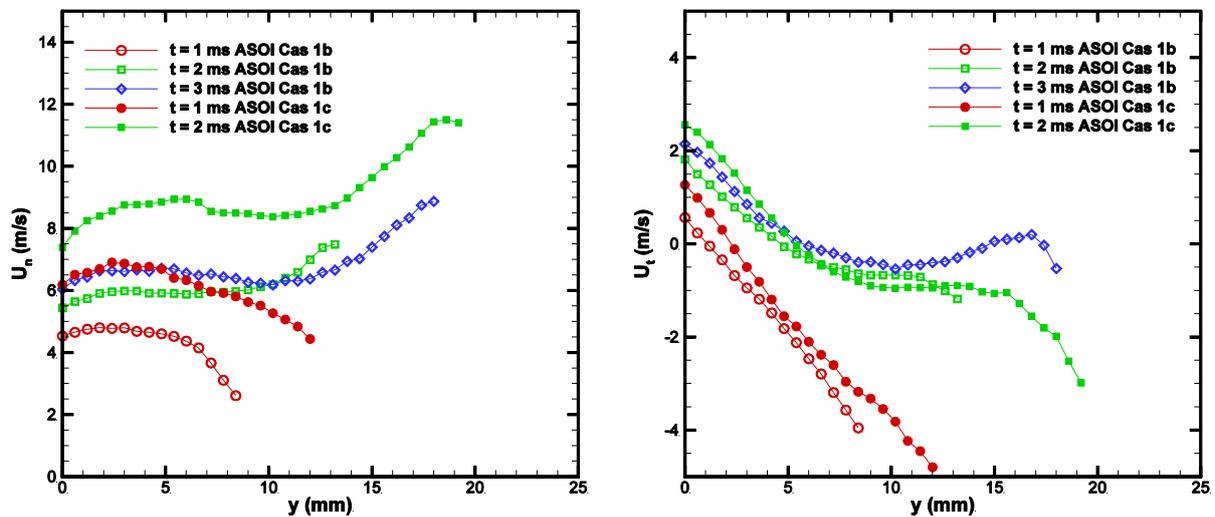
- $M \in \{EL\}$  si  $\{\forall Y, U_n(Y) > 0 \text{ et } U_n(Y) < \max(U_n)\}$
- $M \in \{EL \cap QS\}$  si  $\{M \in \{EL\} \text{ et } \forall Y, \frac{\partial^2 U_t}{\partial Y^2} \geq \min(\frac{\partial^2 U_t}{\partial Y^2})\}$

La Figure 111 présente les vitesses normales et tangentielles le long de la ligne (A) pour les cas 1b et 1c à différents instants durant l'injection. Nous observons une augmentation de la vitesse normale avec le temps qui indique la mise en place progressive de l'entraînement d'air. L'absence de palier autour de zéro sur le profil de la composante tangentielle à 1 ms ASOI indique qu'aucune zone de l'entraînement n'a atteint un régime quasi-stationnaire. En effet, pour  $y < 2$  mm, les effets de parois

(couvercle et nez de l'injecteur) forcent les lignes de courant dans le sens du spray ( $U_t > 0$ ) tandis que plus en aval, l'entraînement d'air est soumis aux effets du tourbillon qui commence à se former. En revanche, à partir de 2 ms ASOI, il existe bien un palier sur le profil de  $U_t$  caractéristique de la zone QS avant que son intensité augmente nettement sous l'effet du tourbillon.

La vitesse normale à la frontière  $U_n$  est environ 30 % plus grande pour  $P_{inj} = 100$  bar par rapport au cas à 50 bar. Sous une pression d'injection réduite, une plus faible progression du spray réduit les vitesses d'entrée de l'air dans le spray. En revanche, la vitesse tangentielle  $U_t$  n'est pas affectée par la pression d'injection.

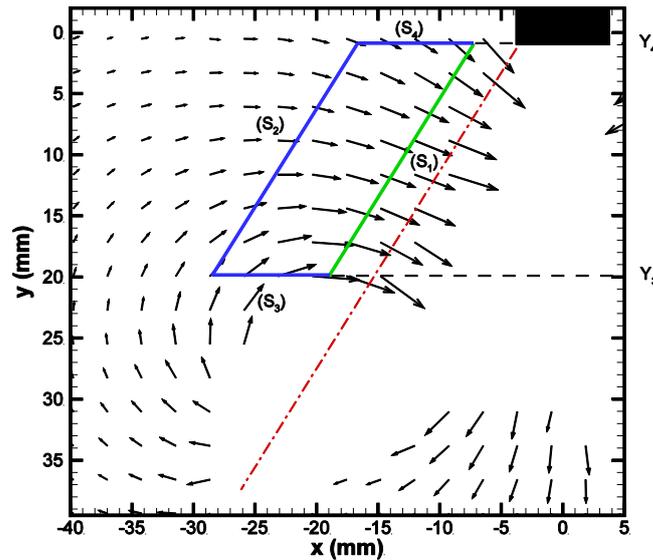
L'augmentation de la pression d'injection a également un effet sur la longueur des zones d'entraînement. En effet, la Figure 111 indique qu'à 2 ms ASOI la longueur de la zone d'entraînement latéral est de 13,1 mm dans le cas 1b contre 18,5 mm dans le cas 1c. La longueur de la zone quasi-stationnaire augmente aussi de 33 % pour  $t = 2$  ms ASOI quand la pression d'injection est modifiée de 50 à 100 bar.



**Figure 111.** Détermination de la longueur de la zone d'entraînement latéral. Profils des vitesses normale  $U_n$  et tangentielle  $U_t$  de l'air suivant la ligne (A) à différents instants ASOI pour les cas 1b et 1c

Il est possible de rapprocher ces longueurs de la position du tourbillon. En effet, le tourbillon délimitant la zone d'entraînement latéral, l'écart entre la longueur de la zone quasi-stationnaire et la distance entre le tourbillon et l'injecteur représente la longueur de la zone où les effets du tourbillon apparaissent. Pour les instants où la mesure est possible, nous obtenons systématiquement une zone d'influence d'environ 10 mm. La taille de la zone d'influence du tourbillon sur l'entraînement reste donc relativement constante à la fois au cours de son développement et à la fois quand les conditions d'injection changent.

Le spray produit par cet injecteur peut être considéré comme axisymétrique durant la phase d'injection. Grâce à cette hypothèse, l'entraînement d'air dans le spray peut être calculé à partir de nos champs de vitesses 2D. Le calcul de l'entraînement d'air peut être réalisé avec deux méthodes différentes : par calcul direct ou par calcul indirect (Delay, 2005). Le calcul direct consiste à mesurer le débit d'air entrant dans le spray directement à l'interface spray/gaz soit à travers la surface  $S_1$  (Figure 112). Le calcul indirect mesure les débits sur trois autres surfaces  $S_2$ ,  $S_3$  et  $S_4$  formant un volume fermé avec la surface de mesure  $S_1$  utilisée pour le calcul direct.

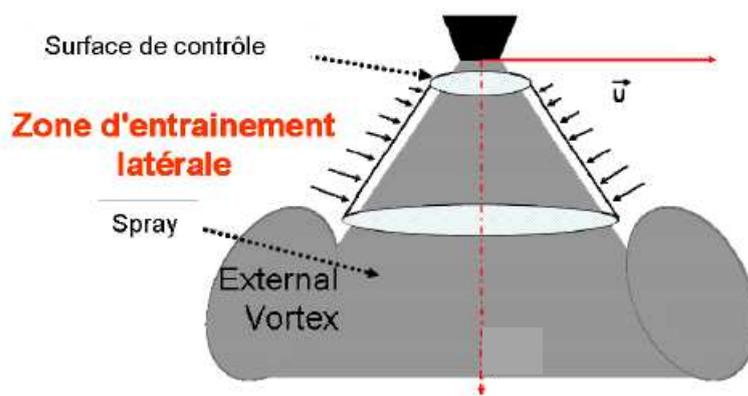


**Figure 112.** Surfaces de contrôle pour la détermination de l'entraînement d'air dans le spray

La méthode de calcul indirecte permet de calculer le débit d'air entrant dans le spray  $\dot{m}_e$  sans avoir la mesure des vitesses au niveau de l'interface. En faisant l'hypothèse que l'équation de continuité est respectée dans ce volume, nous avons :

$$\dot{m}_e = - \int_{S_2} \rho \vec{U} \cdot \vec{n}_2 dS - \int_{S_3} \rho \vec{U} \cdot \vec{n}_3 dS - \int_{S_4} \rho \vec{U} \cdot \vec{n}_4 dS \quad \text{Eq. 21}$$

Cependant, cette méthode présente l'inconvénient d'induire plus d'erreur que la méthode directe. En effet, elle nécessite plus de mesures de vitesses et notamment dans des zones à faible vitesse pour lesquelles les erreurs relatives de détermination sont plus élevées. De plus, la continuité n'étant pas parfaite, cette hypothèse induit des erreurs d'environ 2-3% pour ces instants ASOI comme mentionné à la Section III.6.2.



**Figure 113.** Schéma de principe de la méthode de calcul direct de l'entraînement d'air

Le cumul des erreurs dont souffre la méthode de calcul indirect amène à privilégier la méthode de calcul directe rendue possible par l'utilisation de la PIV par fluorescence puisque cette technique permet de réaliser des mesures au plus près de la frontière du spray.

Une surface de contrôle telle que celle présentée sur la Figure 113 est établie et découpée en plusieurs petites sections  $dA$  sur sa hauteur. Le débit massique d'air entraîné est alors donné par :

$$\dot{m}_e = \int_{Y_1}^{Y_2} \rho U_n(x, y) dA \quad \text{Eq. 22}$$

La section d'intégration varie en fonction de la position axiale  $Y$  et vaut :

$$dA = 2\pi x(y) \frac{dy}{\cos^2 \theta} \quad \text{Eq. 23}$$

Avec 
$$x(y) = 2\pi \frac{\tan \theta}{\cos \theta} y dy + \frac{2\pi l_{dec}}{\cos^2 \theta} dy \quad \text{Eq. 24}$$

La valeur de  $\theta$  est égale au demi-angle au cône du spray et  $l_{dec}$  correspond à la position suivant  $X$  de la frontière du spray à  $y = 0$  à laquelle s'additionne le décalage de la surface de contrôle (droite verte sur la Figure 112) par rapport à la frontière du spray (droite rouge sur la Figure 112) projeté sur  $X$ .

Les vitesses proches de la frontière du spray étant plus grandes, les erreurs relatives de détermination seront plus faibles. La frontière du spray étant aussi très stable pendant la phase d'injection mais aussi d'une injection à l'autre, les mesures de vitesses au plus proche de la frontière sont exploitables pour mesurer l'entraînement d'air au niveau de la nappe du spray.

L'entraînement d'air est donc calculé entre deux bornes d'intégration le long de la frontière du spray. La borne supérieure ( $Y_1$ ) correspond au nez de l'injecteur, soit  $y_1 = 0$ , et la borne inférieure ( $Y_2$ ) est fixée par le haut du tourbillon à partir duquel les mesures de vitesses du gaz n'ont pas pu être faites. La borne ( $Y_2$ ) est mobile et dépend donc du temps. L'entraînement d'air au sein même du tourbillon n'est donc pas pris en compte. Pour ce faire, il faudrait suivre l'évolution du champ de vitesses du gaz tout autour du spray en définissant une surface de contrôle qui contourne le tourbillon de manière analogue à ce qui est réalisé par Seibel (2003).

La méthode de calcul présentée ici est dépendante de la position de la surface de contrôle par rapport à la frontière du spray. Plus elle est placée loin de la frontière du spray, plus l'entraînement d'air sera faible. En effet, en éloignant la surface de contrôle, cela revient à ne mesurer que le flux à travers la surface  $S_2$  de la méthode indirecte sans tenir compte des flux à travers les surfaces  $S_3$  et  $S_4$  qui sont globalement positifs dans notre étude. Ne pouvant pas nous placer rigoureusement sur la frontière du spray, la valeur de l'entraînement d'air sera donc légèrement sous-estimée.

Les grandeurs suivantes sont utilisées pour caractériser l'entraînement d'air :

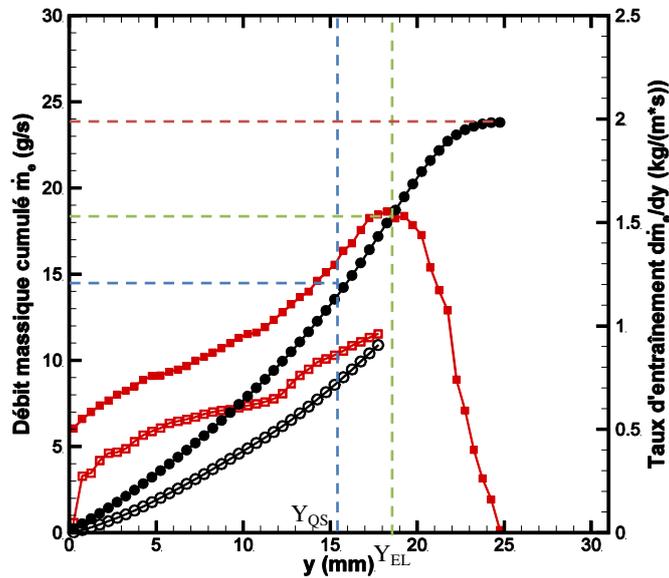
- Taux d'entraînement massique :  $\frac{d\dot{m}_e}{dy}$
- Débit massique cumulé :  $\dot{m}_e$
- Coefficient d'entraînement :  $K_e^* = \frac{d\dot{m}_e}{dy} \frac{D}{\dot{m}_l} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_f}}$

Le coefficient d'entraînement correspond au taux d'entraînement massique normalisé par le rapport entre la longueur caractéristique de l'écoulement liquide  $D$  et le débit massique de liquide  $\dot{m}_l$ . Pour un spray conique creux,  $D$  correspond à un diamètre hydraulique  $D_H$  proportionnel à la levée d'aiguille de l'injecteur. Sachant que la levée d'aiguille sur cet injecteur est identique quel que soient

les conditions d'injection mais ne connaissant pas sa valeur, ce paramètre est fixé par le diamètre du trou de l'injecteur sans que cela gêne pour l'interprétation des résultats. Donc  $D$  vaut ici  $700 \mu\text{m}$ .

L'entraînement d'air est calculé pour  $t = 2 \text{ ms ASOI}$ , instant pour lequel la mesure de l'entraînement est valable pour les deux cas d'injection. La Figure 114 présente l'évolution du taux d'entraînement  $\frac{d\dot{m}_e}{dy}$  en carré rouge ainsi que le débit massique d'air cumulé  $\dot{m}_e$  en cercle noir en fonction de la distance à l'injecteur. Plus la distance à l'injecteur est grande plus le taux d'entraînement augmente jusqu'à la fin de la zone d'entraînement latérale marquée par la chute du taux d'entraînement. Cependant, le débit massique cumulé d'air continue d'augmenter au-delà de ce point jusqu'à la position du centre du tourbillon marquée par le passage à un taux d'entraînement négatif. La masse d'air entrant dans le spray par le tourbillon est déjà mélangé avec les gouttes du spray déviées plus tôt au cours de l'injection. Le processus de mélange n'est donc pas le même que dans la zone d'entraînement latéral. Pour le cas 1c (symboles pleins), l'air entrant dans le spray par le tourbillon (trait rouge sur la Figure 114) ne représente que 24 % du débit massique cumulé total contre 57 % pour l'air entrant par la zone quasi-stationnaire (trait bleu sur la Figure 114) et 19 % pour l'air entrant par la zone de transition non-stationnaire (trait vert sur la Figure 114).

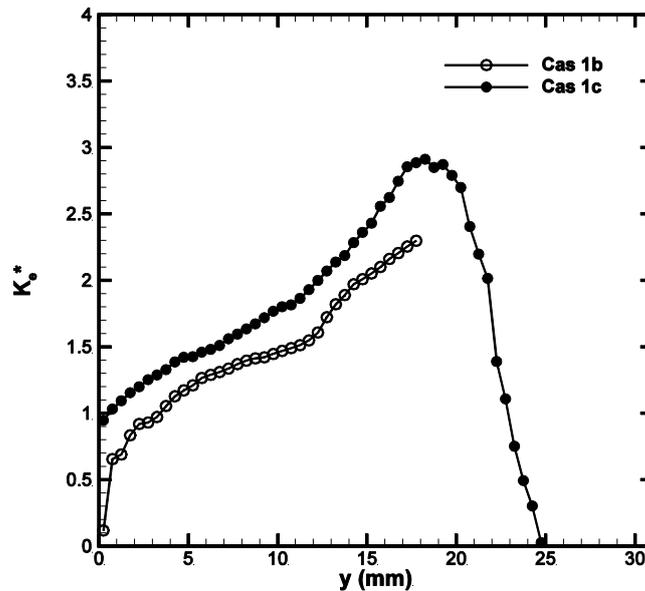
La modification de la pression d'injection ayant une influence sur les surfaces d'échange entre le spray et l'air, elle en a aussi sur l'intensité de l'entraînement d'air dans le spray. Pour  $P_{inj} = 50 \text{ bar}$  (cas 1b), il n'y a pas de maximum pour le taux d'entraînement et le débit massique cumulé car les vitesses de l'air proche du centre du tourbillon ne peuvent pas être mesurées (manque de particules au niveau du centre du tourbillon). Mais au vu de la tendance, les valeurs maximales sont déjà presque atteintes puisque le centre du tourbillon est situé à  $y = 21 \text{ mm}$  pour le cas 1b. Le taux d'entraînement d'air dans le spray à un instant donné est donc plus important quand  $P_{inj} = 100 \text{ bar}$  (courbe des carrés rouges pleins sur la Figure 114) et par conséquent le débit massique cumulé  $\dot{m}_e$  aussi.



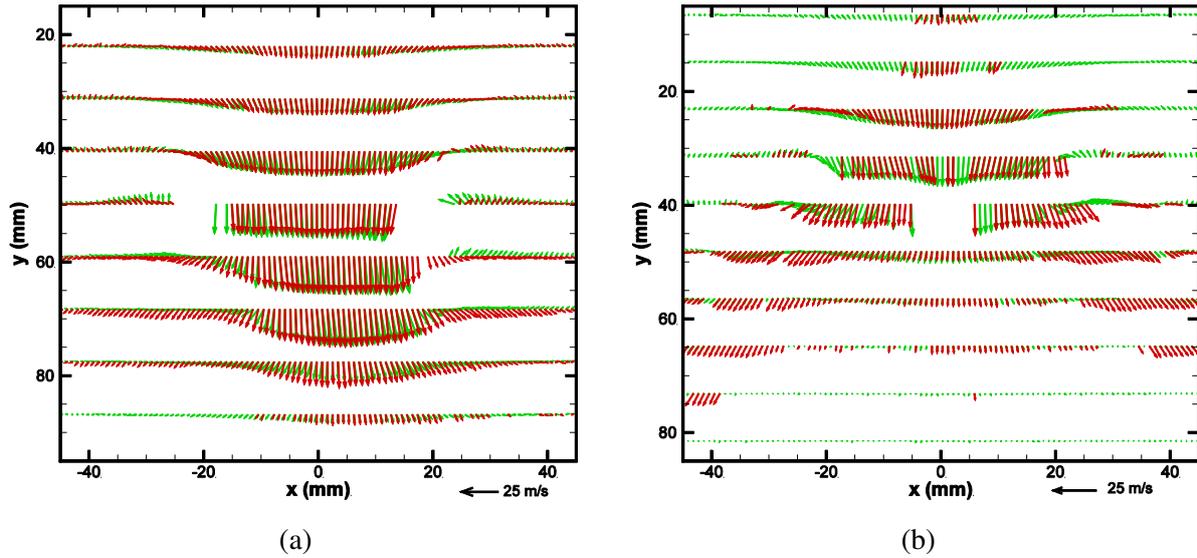
**Figure 114.** Taux d'entraînement de l'air (carré rouge) et débit massique d'air cumulé (cercle noir) dans la zone d'entraînement latéral à  $t = 2 \text{ ms ASOI}$  pour les cas 1b (symbole creux) et 1c (symbole plein)

Pour tenir compte de la différence de débit massique de carburant quand la pression change, les coefficients d'entraînement de chaque cas sont comparés. Ce coefficient est représenté Figure 115 pour chaque cas à 2 ms ASOI. Il est environ 10% plus grand pour  $P_{inj} = 100$  bar par rapport à  $P_{inj} = 50$  bar. En considérant que la pression d'injection a doublé entre les deux cas, cette différence est relativement faible. L'augmentation de la pression d'injection tend donc à légèrement augmenter le coefficient d'entraînement, mais des mesures à d'autres pressions seraient nécessaires pour confirmer avec certitude cette tendance déjà observée par Zhu et al. (2013). Le coefficient d'entraînement ainsi obtenu pour cet injecteur est un ordre de grandeur supérieur à la valeur obtenue par Arbeau (2004) pour un spray diesel. Malgré cela, nous obtenons la même tendance avec une augmentation du coefficient d'entraînement  $K_e^*$  en fonction de la distance à l'injecteur.

A la fin de l'injection, l'interruption de la nappe liquide au niveau de l'injecteur permet à l'air entraîné de rentrer par l'arrière du spray. L'air dans cette zone atteint alors un maximum de vitesse par un effet d'accélération entre les deux tourbillons. L'énergie cinétique des gouttes du spray a déjà été progressivement transmise à l'air, le faisant ainsi accélérer jusqu'à ce que sa vitesse soit la même que celle des gouttes du spray comme nous le constatons sur la partie centrale des profils de vitesses du gaz et du spray tracés à 5 ms ASOI sur la Figure 116 pour les cas 1b et 1c.



**Figure 115.** Coefficient d'entraînement de l'air dans la zone d'entraînement latéral à  $t = 2$  ms ASOI pour les cas 1b (symbole creux) et 1c (symbole plein)



**Figure 116.** Profils de vitesses moyennes du gaz (en vert) et du spray (en rouge) à  $t = 5$  ms ASOI pour (a) le cas 1c et (b) le cas 1b

L'entraînement d'air latéral est donc le processus principal permettant le mélange de l'air avec le spray avec une prédominance de la zone quasi-stationnaire par rapport à la zone de transition non stationnaire. L'entraînement local est plus intense dans la zone proche du tourbillon que dans la zone proche du nez de l'injecteur.

L'augmentation de la pression d'injection tend à augmenter les surfaces d'échange entre le spray et l'air. L'entraînement local et global de l'air dans le spray est donc intensifié en raison d'une augmentation du taux d'entraînement et du débit massique cumulé.

#### IV.2.2.4. Energie cinétique du gaz en fin d'injection

Pour se rendre compte de l'effet des paramètres d'injection sur le mouvement de l'air sur une échelle de temps plus longue, l'énergie contenue dans la phase gazeuse après la fin de l'injection est étudiée. Elle se résume à son énergie cinétique moyenne totale  $E_c$ . Néanmoins, ne connaissant pas la troisième composante de la vitesse hors du plan de mesure, l'énergie cinétique moyenne est approximée à partir des deux composantes de la vitesse du gaz dans le plan de mesure et est définie par :

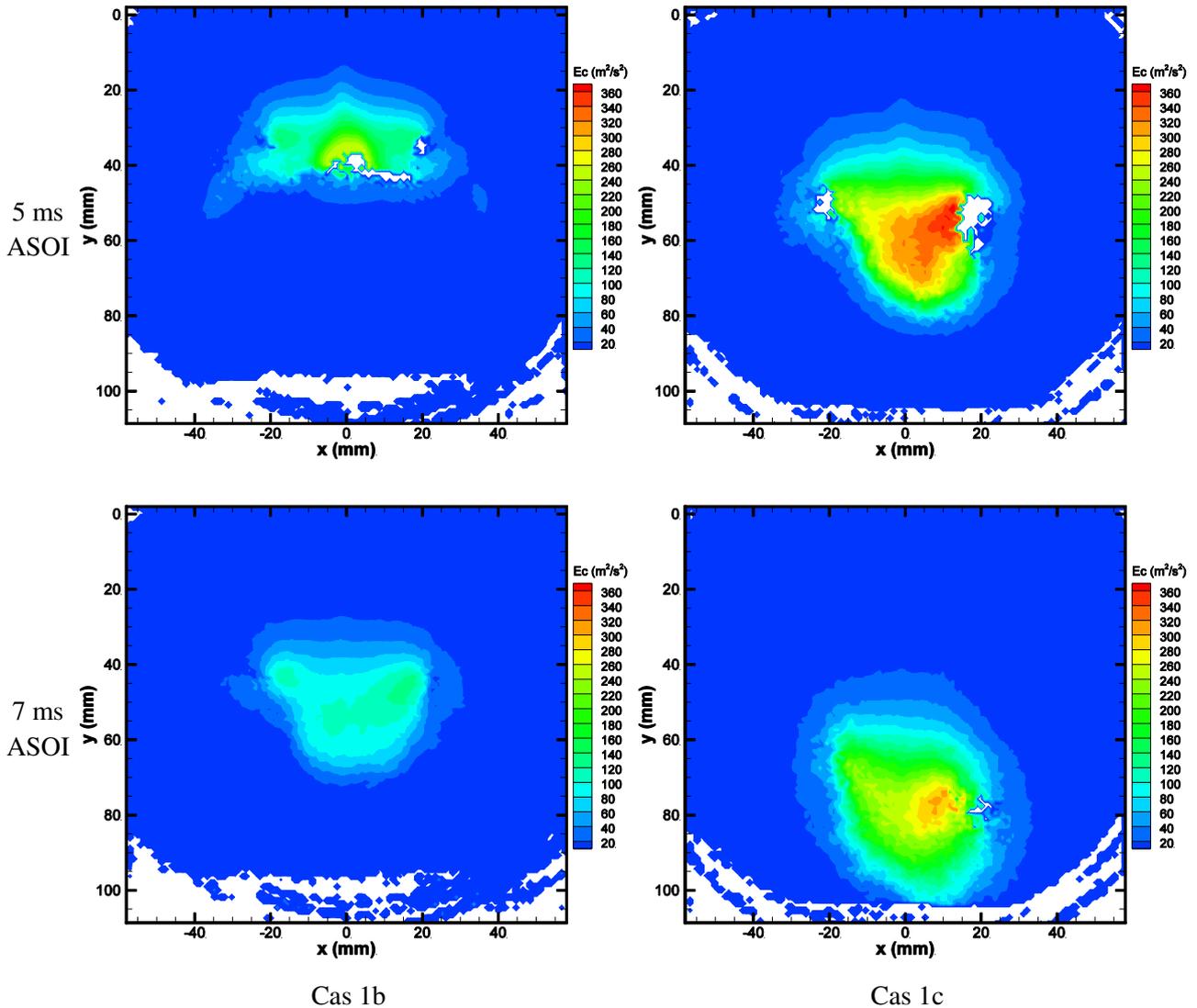
$$E_c = \frac{1}{2} \langle u^2 + v^2 \rangle \quad \text{Eq. 25}$$

L'énergie cinétique turbulente totale  $\kappa$  est définie comme étant :

$$\kappa = \frac{1}{2} \langle u'^2 + v'^2 \rangle \quad \text{Eq. 26}$$

La Figure 117 présente la distribution d'énergie cinétique moyenne totale  $E_c$  du gaz dans la chambre à 5 et 7 ms ASOI. Cette grandeur peut être assimilée à l'énergie globale qui a été transmise à l'air par le spray au cours de l'injection puisque initialement l'air était au repos et n'avait aucune énergie. Il ressort que l'air a reçu plus d'énergie de la part du spray dans le cas où  $P_{inj} = 100$  bar par rapport au cas où  $P_{inj} = 50$  bar. En effet, quelques millisecondes après la coupure de l'injection donc sans aucune introduction supplémentaire d'énergie dans la chambre, le maximal local d'énergie cinétique est plus important dans le cas 1c avec un maximum d'environ  $360 \text{ m}^2/\text{s}^2$  contre  $260 \text{ m}^2/\text{s}^2$

dans le cas 1b à 5 ms ASOI. De plus, l'énergie cinétique moyenne du gaz est répartie sur une zone plus étendue dans le cas 1c montrant que le transfert d'énergie a impactée de manière substantielle une plus grande quantité d'air.

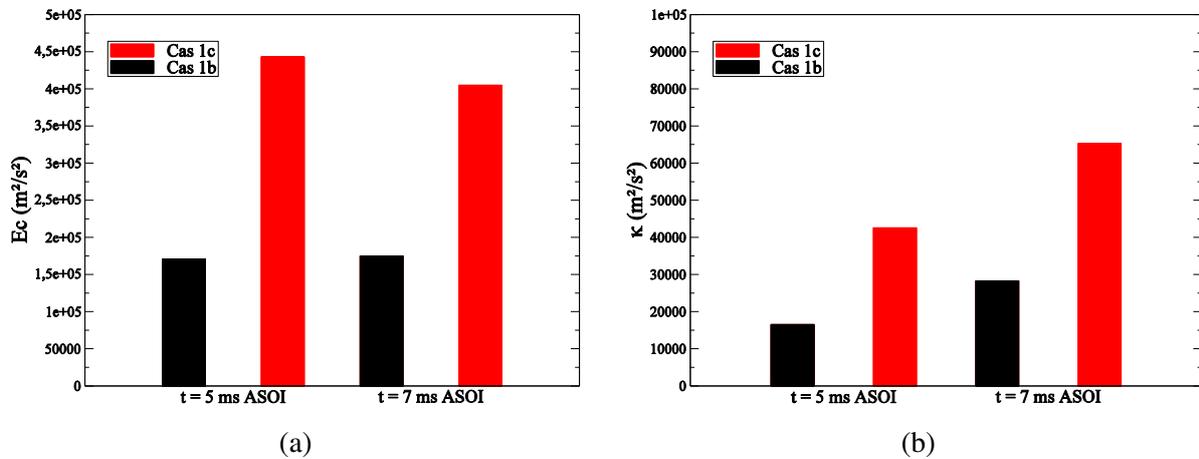


**Figure 117.** Distribution de l'énergie cinétique moyenne totale  $E_c$  du gaz dans la chambre pour les cas 1b et 1c à  $t = 5$  ms ASOI et  $t = 7$  ms ASOI

Pour chaque cas, la Figure 118a présente la somme de l'énergie cinétique moyenne totale de l'air dans toute la chambre à deux instants ASOI. Le champ de visualisation ne couvrant pas toute la chambre et la vitesse dans certaines zones ne pouvant être mesurée, les valeurs relevées peuvent être légèrement sous-estimées. L'erreur due à la zone hors champ est cependant faible car les vitesses y sont quasiment nulles. En particulier, l'énergie cinétique du cas 1c à 7 ms ASOI est peut-être affectée par ce biais car le spray progresse jusque dans le bas de la chambre, zone où la mesure de vitesse n'est pas réalisée.

L'énergie cinétique cumulée dans le cas 1c est 2,6 fois plus grande que pour le cas 1b à 5 ms ASOI et 2,3 fois plus grande à 7 ms ASOI (Figure 118a). De plus, pour chaque cas, l'énergie cinétique moyenne totale au cours du temps reste quasiment constante. En effet, entre 5 et 7 ms ASOI, la somme de l'énergie cinétique moyenne totale passe de  $170855 \text{ m}^2/\text{s}^2$  à  $174960 \text{ m}^2/\text{s}^2$  pour le cas 1b et de

443020  $\text{m}^2/\text{s}^2$  à 404877  $\text{m}^2/\text{s}^2$  pour le cas 1c. Ceci peut s'expliquer par le fait que la vitesse des gouttes dans certaines zones est encore légèrement supérieure à celle de l'air. Les gouttes qui ne sont pas encore à l'équilibre avec le gaz n'ont pas encore transmis toute leur énergie au gaz.



**Figure 118.** Somme de l'énergie cinétique moyenne totale (a) et de l'énergie cinétique turbulente totale (b) du gaz dans toute la chambre pour les cas 1b et 1c à  $t = 5$  ms ASOI et  $t = 7$  ms ASOI

Les distributions d'énergie cinétique turbulente dans la chambre sont maintenant présentées Figure 119. Elles indiquent que l'injection à 100 bar favorise la création d'énergie cinétique turbulente dans l'air. La turbulence qui se développe au niveau des tourbillons et du front du spray est nettement plus intense dans le cas 1c que dans le cas 1b. De plus, le niveau de turbulence de l'air est significatif sur une zone bien plus étendue pour le cas 1c.

La Figure 118b présente la somme de l'énergie cinétique turbulente totale dans la chambre pour chaque cas et à deux instants différents. Contrairement à l'énergie cinétique moyenne totale, l'énergie cinétique turbulente totale augmente fortement entre 5 et 7 ms ASOI dans les deux cas d'injection : 71,4 % dans le cas 1b et 53,3 % dans le cas 1c. Sur la Figure 119, nous constatons que cette augmentation est surtout localisée à l'emplacement des vortex. La détermination de l'origine de cette augmentation n'est pas certaine : elle pourrait être due à une augmentation des fluctuations des petites échelles turbulentes ou à une augmentation des fluctuations tir à tir.

Le transfert d'énergie du spray vers le gaz est donc plus important dans le cas 1c malgré l'injection plus courte. Nous pouvons donc en conclure que la plus faible capacité d'entraînement d'un spray à faible pression n'est pas compensée par un allongement de la durée d'injection. La quantité de mouvement apportée par le spray est la même dans les deux cas mais l'efficacité de son transfert vers la phase gazeuse est supérieure quand la pression d'injection augmente.

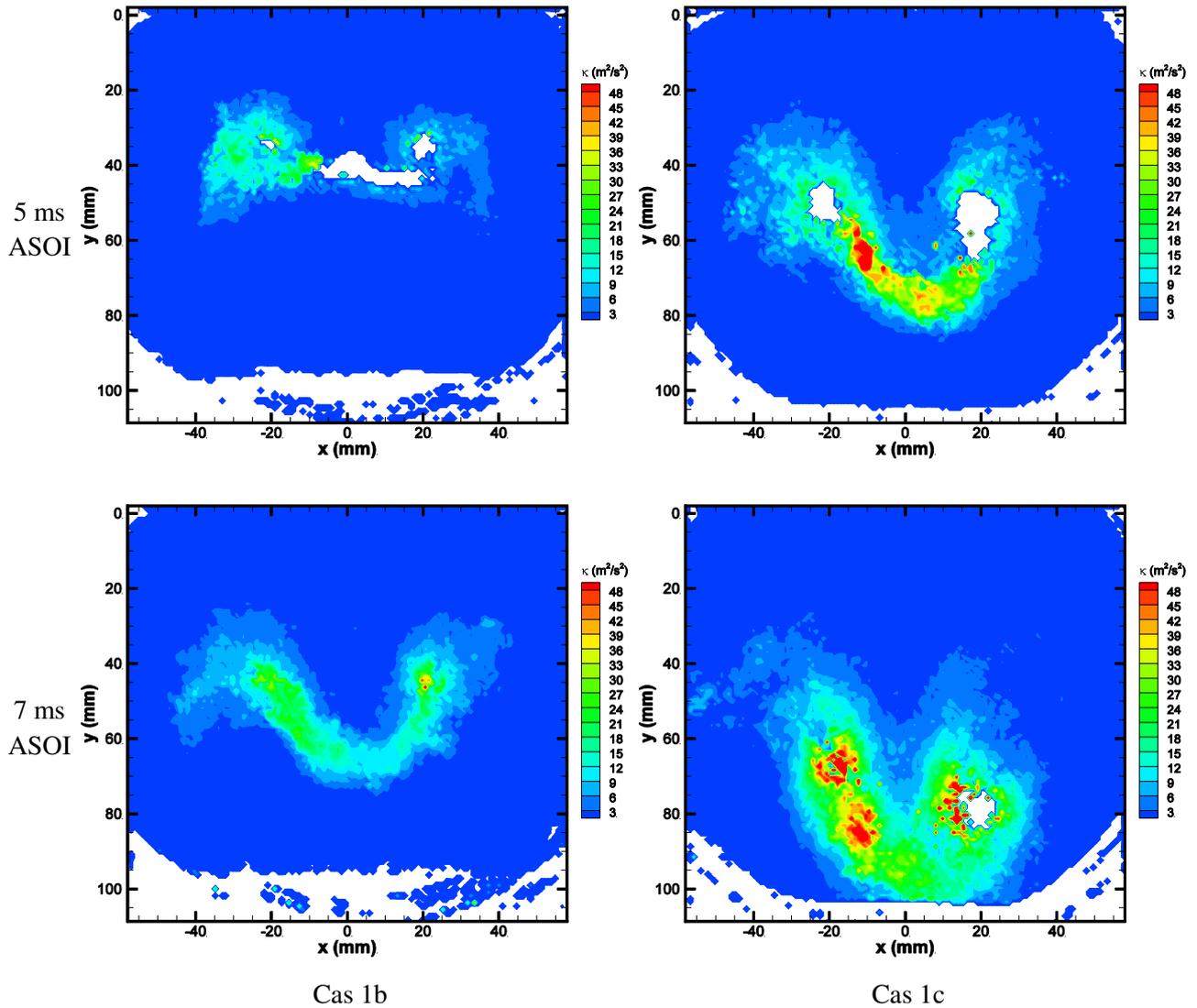


Figure 119. Distribution de l'énergie cinétique turbulente totale  $\kappa$  du gaz dans la chambre pour les cas 1b et 1c à  $t = 5$  ms ASOI et  $t = 7$  ms ASOI

### IV.3. Etude de l'injecteur 7 trous et comparaison à l'injecteur monotrou

Les mécanismes dynamiques générés par le passage du spray issu de l'injecteur monotrou sont comparés à ceux induits par le passage du spray plus réaliste de l'injecteur 7 trous. Cet injecteur est étudié dans son plan de symétrie. Les deux injecteurs sont comparés pour des conditions d'injection identiques qui correspondent à celles utilisées sur le banc moteur dans le cadre d'une injection à richesse 1 :  $P_{inj} = 100$  bar et  $\Delta t_{inj} = 3$  ms. Il s'agit du cas 1d pour l'injecteur monotrou et du cas 2c pour l'injecteur 7 trous.

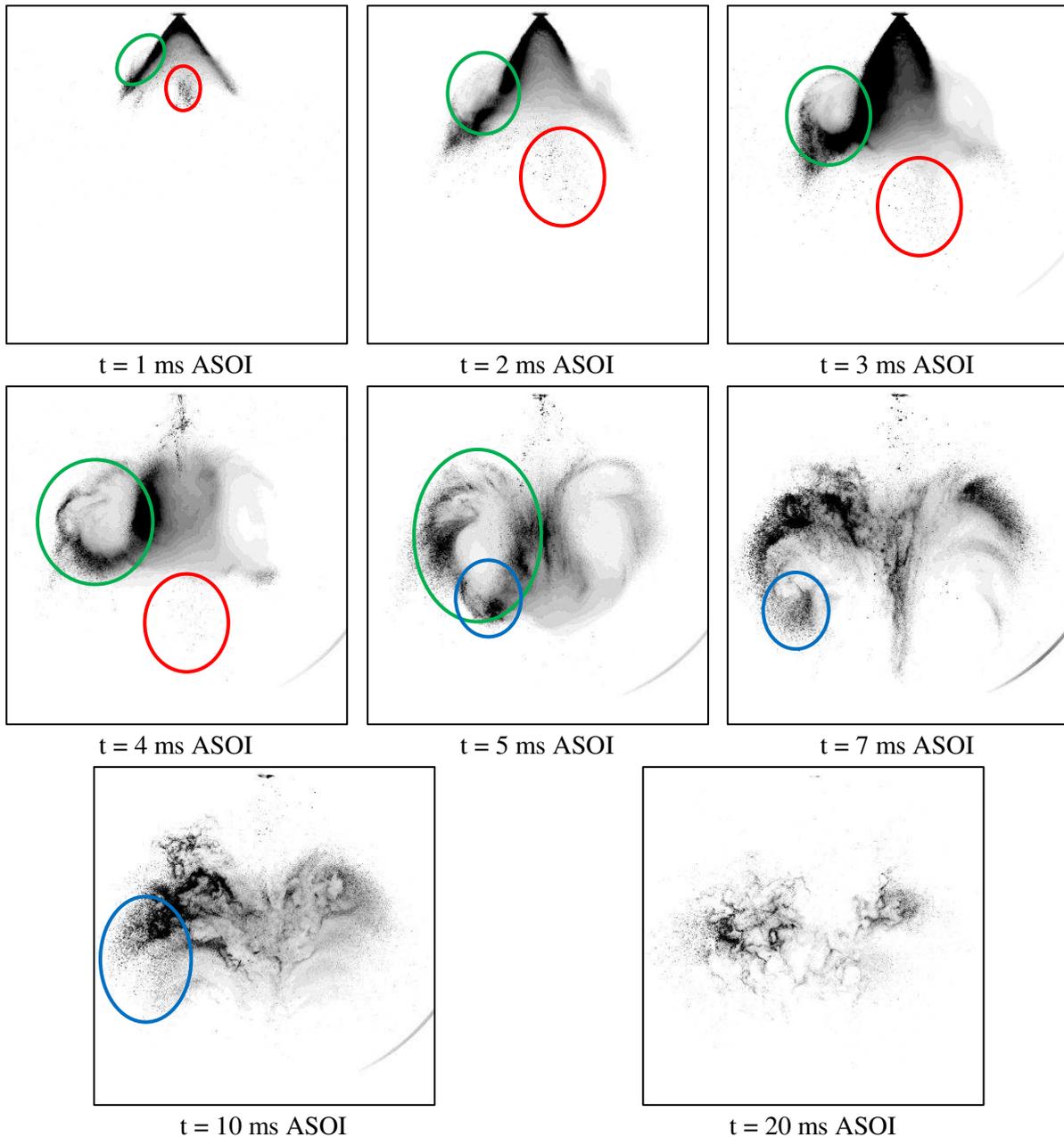
#### IV.3.1. Comportement du spray

##### IV.3.1.1. Développement et dispersion du spray

Les images de fluorescence du spray pour le cas 1d de l'injecteur monotrou sont présentées Figure 120. Au début de l'injection, un groupe de gouttes (en rouge) progresse rapidement au centre du spray tandis que le tourbillon (en vert) sur la face externe de la nappe commence à se former.

Durant la phase d'injection, entre 1 et 3 ms ASOI, le tourbillon se développe et se rapproche du front du spray. A la fermeture de l'injecteur, la recirculation est arrivée au niveau du front du spray et transforme le spray en un jet axial au cœur d'un tore, visualisé par deux vortex dans le plan de mesure ( $t = 5$  ms ASOI). Enfin, les vortex se brisent et les gouttes du spray se répartissent sur la largeur de la chambre après l'éjection des dernières gouttes vers la périphérie (en bleu).

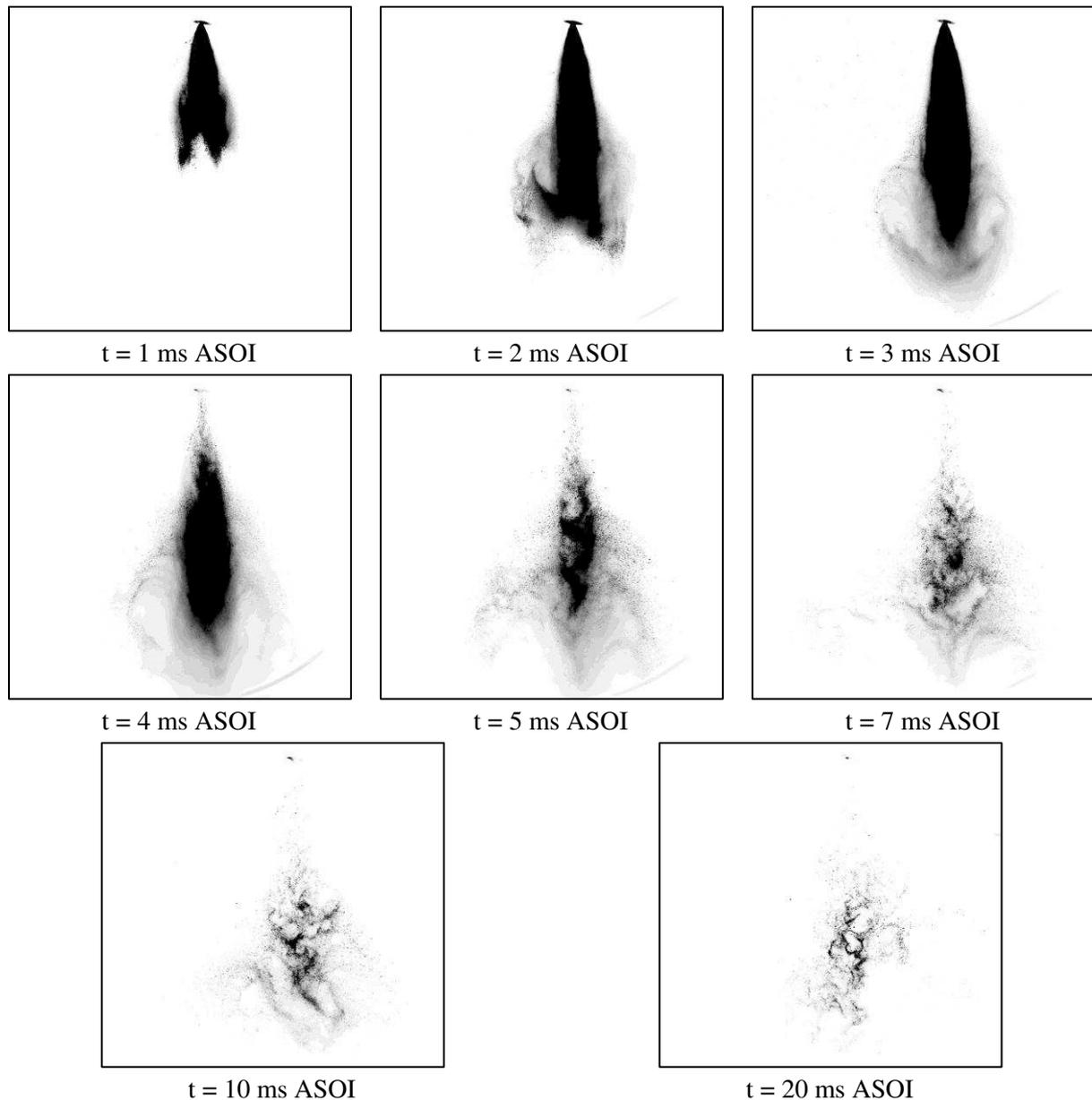
Les différents processus décrit précédemment pour le cas 1c sont donc aussi présents pour le cas 1d, avec pour seule différence un retard dans le temps des différentes étapes du développement du spray dû à l'allongement de la durée d'injection.



**Figure 120.** Images instantanées par fluorescence du spray de l'injecteur monotrou pour le cas 1d à différents délais ASOI

Les images de fluorescence du spray pour le cas 2c de l'injecteur 7 trous sont ensuite présentées Figure 121. Une rotation angulaire de la valeur de l'angle de Bend ( $11^\circ$ ) a été appliquée à ces images afin de faire coïncider l'axe de propagation du spray avec l'axe vertical.

Comme nous avons déjà pu l'observer sur les images d'ombroscopie, le spray n'est pas symétrique dans notre plan d'observation. L'hypothèse d'axisymétrie utilisée pour certaines analyses sur l'injecteur monotrou n'est donc plus valable. C'est pourquoi il faut considérer l'ensemble de la chambre pour analyser le spray et les mouvements de l'air.



**Figure 121.** Images instantanées par fluorescence du spray de l'injecteur 7 trous pour le cas 2c à différents délais ASOI

Le premier point marquant est la densité du spray qui est nettement plus grande que pour l'injecteur monotrou. En effet, pour des conditions d'injection identiques, le débit massique de l'injecteur 7 trous est supérieur. Le second point marquant est la très faible dispersion du spray pendant l'injection entre 1 et 3 ms ASOI. Il est très directionnel et ne s'ouvre pratiquement pas bien qu'il soit composé de 7 jets. Il pourrait être qualifié de jet axial.

Après une progression rapide dans la chambre, le front du spray est stoppé à la fermeture de l'injecteur (entre 3 et 4 ms ASOI), tandis qu'un tourbillon en tête de spray disperse les gouttes vers la périphérie. Néanmoins, cette expansion reste modérée puisqu'à 7 ms ASOI ou à 10 ms ASOI, les gouttes sont toujours assez proches de l'axe central.

La Figure 122 présente les champs de vitesses moyennes du spray pour différents instants pour le cas 2c. La vitesse de sortie du spray mesurée à quelques millimètres du nez est d'environ 90 m/s. Dans le cadre du projet ESSENCYELE, le comportement du spray proche du nez de l'injecteur est également étudié par des mesures par ombroscopie femtoseconde bi-pulse (Sedarsky et al., 2013). Ces mesures complémentaires sur cet injecteur confirment la vitesse de sortie obtenue avec la PIV. Deux jets de fortes vitesses sont observés au début de l'injection. Ensuite, une seule zone de fortes vitesses placée au centre du jet est présente. Une recirculation en tête de spray est observée et est caractérisée par l'orientation des vecteurs vitesses vers l'extérieur du spray ( $t = 4$  ms ASOI). La recirculation des gouttes remonte presque jusqu'à l'injecteur. Après la coupure de l'injection, la recirculation s'atténue et les gouttes du spray ralentissent.

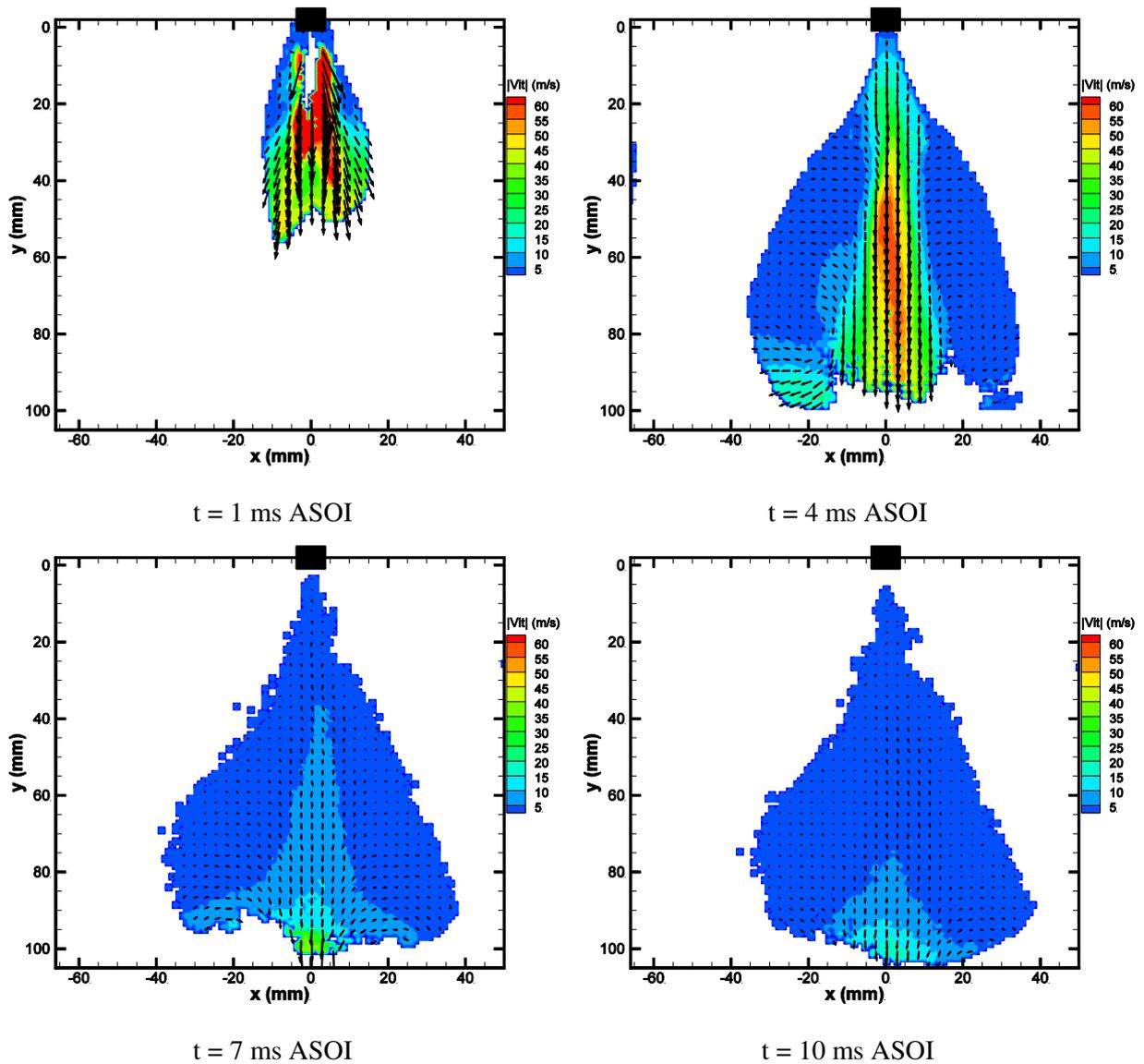


Figure 122. Champs de vitesses moyennes du spray à différents instants ASOI pour le cas 2c

IV.3.1.2. Tourbillons de tête

La Figure 123 représente les champs de vitesses moyennes du gaz et du spray à 2 ms ASOI pour les cas 1d et 2c. L'injecteur monotrou génère pour le cas 1d un tourbillon qui se forme au niveau de la face externe de la nappe du spray (Figure 123). Nous retrouvons les caractéristiques précédemment observées pour le cas 1c avec une expansion progressive au fil de l'injection accompagnée d'une convection du tourbillon vers le front du spray.

Contrairement à l'injecteur monotrou, le tourbillon se forme en tête du spray pour le cas 2c de l'injecteur 7 trous (Figure 121). En revanche, la Figure 123 indique que les vitesses du gaz au niveau du tourbillon sont sensiblement identiques pour les deux injecteurs. La Figure 124, présentant les lignes de courant du gaz à 3 ms ASOI pour chaque cas, indique que la recirculation générée par l'injection monotrou est située dans la partie haute de la chambre. Seulement une partie du gaz contenu dans la chambre est alors mise en mouvement. En revanche dans le cas de l'injection 7 trous (Figure 124b), la recirculation se forme en position basse de la chambre, proche de la paroi inférieure. Le volume total de gaz de la chambre est alors impliqué dans la recirculation.

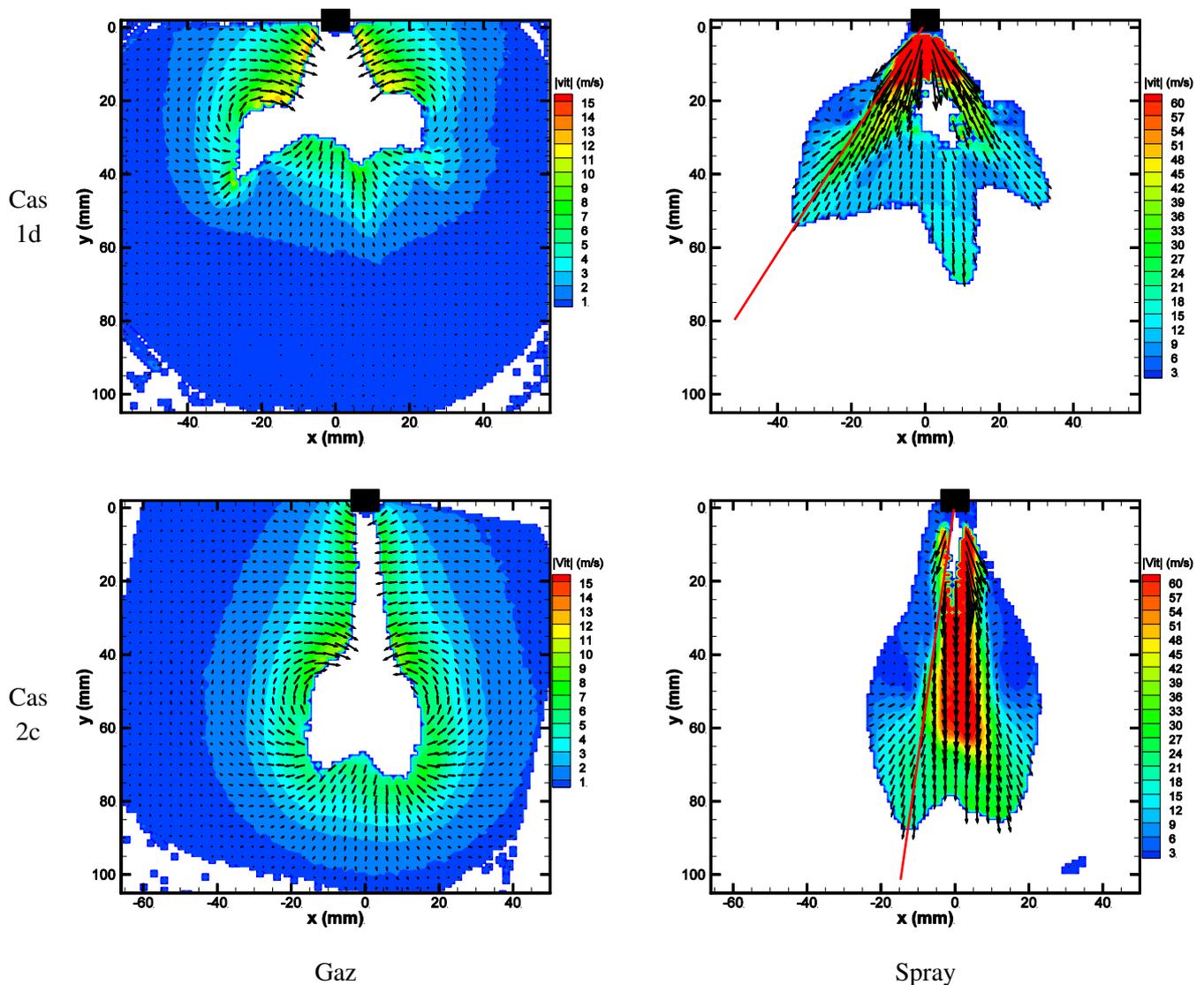


Figure 123. Champs de vitesses moyennes pour le gaz (à gauche) et pour le spray (à droite) à  $t = 2$  ms ASOI pour les cas 1d et 2c

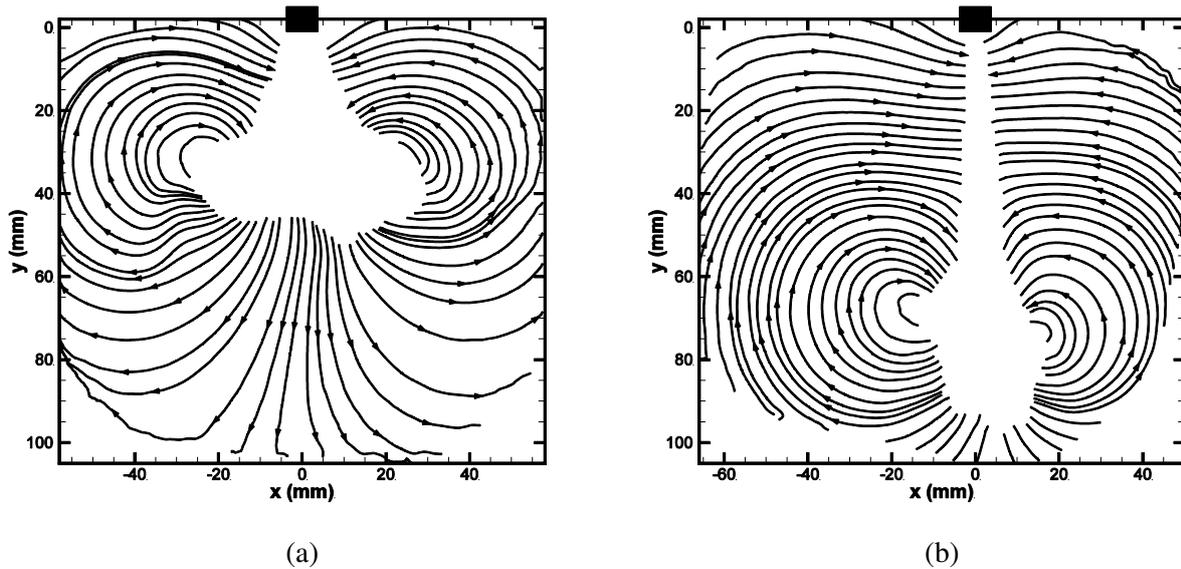


Figure 124. Lignes de courant du gaz à  $t = 3$  ms ASOI pour (a) le cas 1d et (b) le cas 2c

### IV.3.1.3. Déviation des gouttes par le gaz

Les interactions dynamiques entre les gouttes et le gaz sont particulièrement importantes dans les zones de recirculation. En effet, pour l'injecteur monotrou, la nappe du spray est déviée vers l'intérieur par les tourbillons avant que les gouttes ne soient éjectées en périphérie comme nous l'avons vu précédemment (cf Section IV.2.1.4).

En revanche, les images de fluorescence du spray pour l'injecteur 7 trous (Figure 121) indiquent que le spray est très peu déformé par la présence du tourbillon en tête de spray. La Figure 125 représentant un champ superposé des deux phases centré sur la zone du tourbillon montre que les gouttes ne suivent pas la même trajectoire que le gaz. Les gouttes sont légèrement déviées vers l'extérieur mais nettement moins que ce qui a été observé avec l'injecteur monotrou.

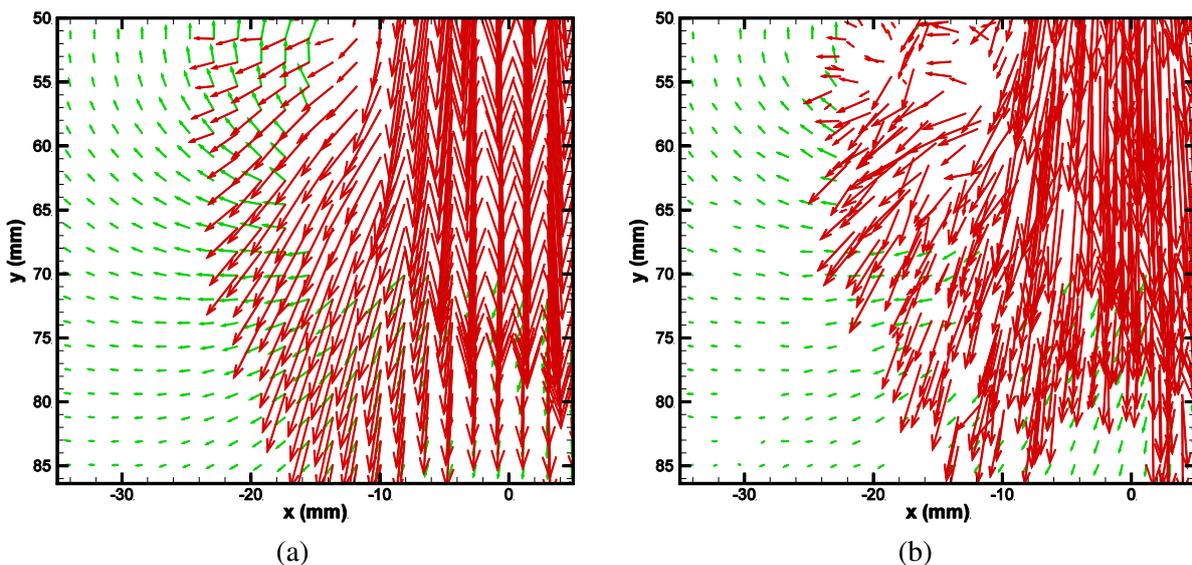


Figure 125. Champs superposés de vitesses (a) moyennes et (b) instantanées du spray (en rouge) et du gaz (en vert) dans la zone du tourbillon à  $t = 2$  ms ASOI pour le cas 2c

### IV.3.2. Dynamique de l'air

#### IV.3.2.1. Mise en mouvement de l'air à l'avant du spray

Le spray interagit avec l'air et particulièrement au niveau du front du spray résultant en une mise en mouvement de l'air. Comme pour les cas précédemment étudiés pour l'injecteur monotrou, le déplacement d'air à l'avant du spray est faible dans le cas 1d et l'air est principalement poussé vers l'extérieur comme l'indique la Figure 126a. En revanche, pour l'injecteur 7 trous, la topologie du spray déplace l'air de façon différente. En effet, en raison de sa densité, le front du spray pousse l'air devant lui sur sa partie centrale entre -10 mm et 10 mm (Figure 126b). Le déplacement de l'air devant le spray est donc nettement plus homogène dans le cas de l'injecteur 7 trous que dans celui de l'injecteur monotrou.

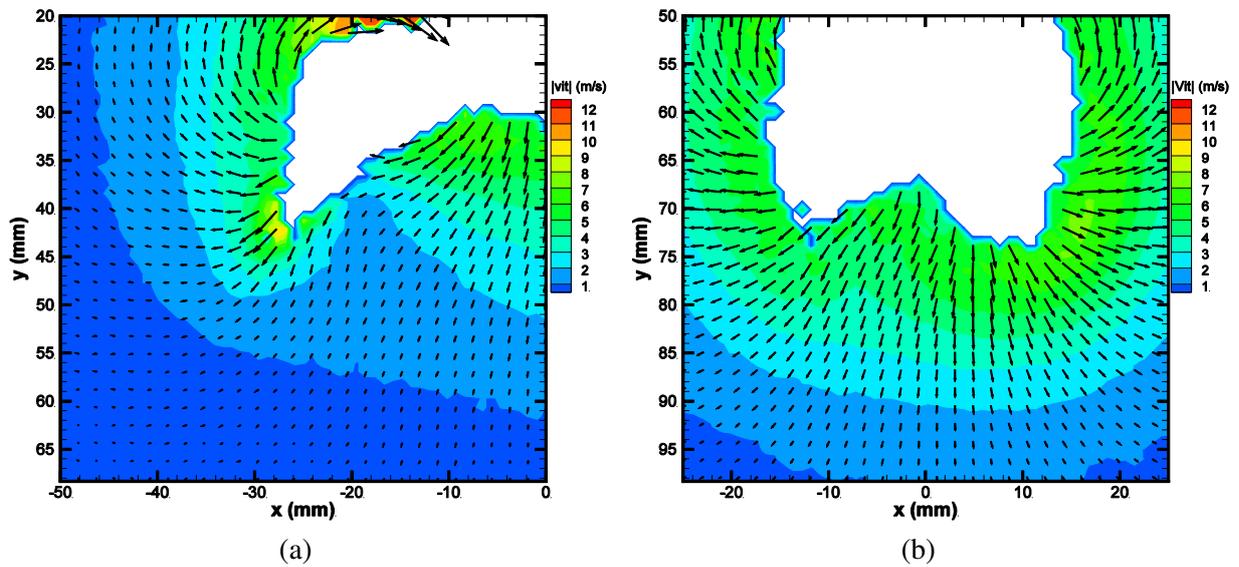


Figure 126. Champs de vitesses moyennes du gaz au niveau du front du spray à  $t = 2$  ms ASOI pour (a) le cas 1d et (b) le cas 2c

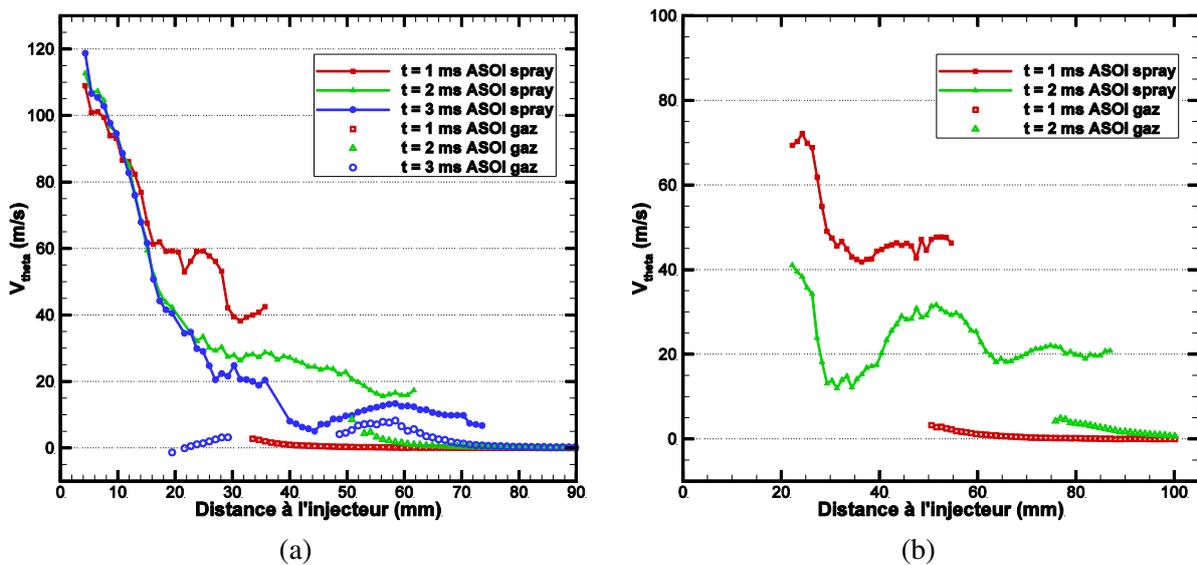


Figure 127. Profils de la composante de vitesse  $V_{\theta}$  du gaz et du spray suivant la direction de la nappe à différents instants ASOI pour (a) le cas 1d et (b) le cas 2c

Les vitesses du spray et de l'air sont extraites pour chaque cas suivant les droites rouges représentées sur la Figure 123. Ces profils de vitesses sont représentés sur la Figure 127.  $V_0$  est la composante de vitesse suivant cette droite. Dans le cas 1d, l'air est mis en mouvement avec un retard par rapport au passage du spray. En considérant que l'air est « en mouvement » quand sa vitesse  $V_0$  est supérieure à 2 m/s, alors le délai de mise en mouvement de l'air est estimé à 0,17 ms à 1 ms ASOI, de 0,23 ms à 2 ms ASOI et de 0,6 ms à 3 ms ASOI. L'augmentation du retard de mise en mouvement du gaz est en accord avec les résultats obtenus pour ce même injecteur sous d'autres conditions (Tableau 7).

Dans le cas de l'injecteur 7 trous, l'air est mis en mouvement avant le passage du spray. En effet, l'air atteint 2 m/s à 0,6 mm devant le front du spray pour  $t = 1$  ms ASOI et à 1 mm pour  $t = 2$  ms ASOI. La topologie du spray 7 trous favorise donc la mise en mouvement de l'air à l'avant de celui-ci grâce à une surface de contact supérieure à l'avant du spray.

Le processus de mise en mouvement de l'air est donc différent pour chaque injecteur. Le spray de l'injecteur monotrou pénètre dans l'air avec une faible surface à l'avant. L'air est écarté sur les côtés et la mise en mouvement suivant l'axe de la nappe est retardée par rapport au passage du spray. Au contraire, la densité du spray de l'injecteur 7 trous crée un front qui pousse efficacement l'air devant lui. La mise en mouvement de l'air à l'avant du spray est plus rapide et concerne une quantité de gaz plus importante.

#### IV.3.2.2. Entrée d'air latérale dans le spray

La longueur de pénétration du spray de l'injecteur 7 trous étant nettement plus grande que celle de l'injecteur monotrou, la longueur sur laquelle se produit la rentrée d'air dans le spray est aussi beaucoup plus grande. Comme pour l'injecteur monotrou, l'entrée d'air dans le spray est analysée suivant une droite (A) positionnée à 4 mm de la frontière du spray de l'injecteur 7 trous (Figure 109).

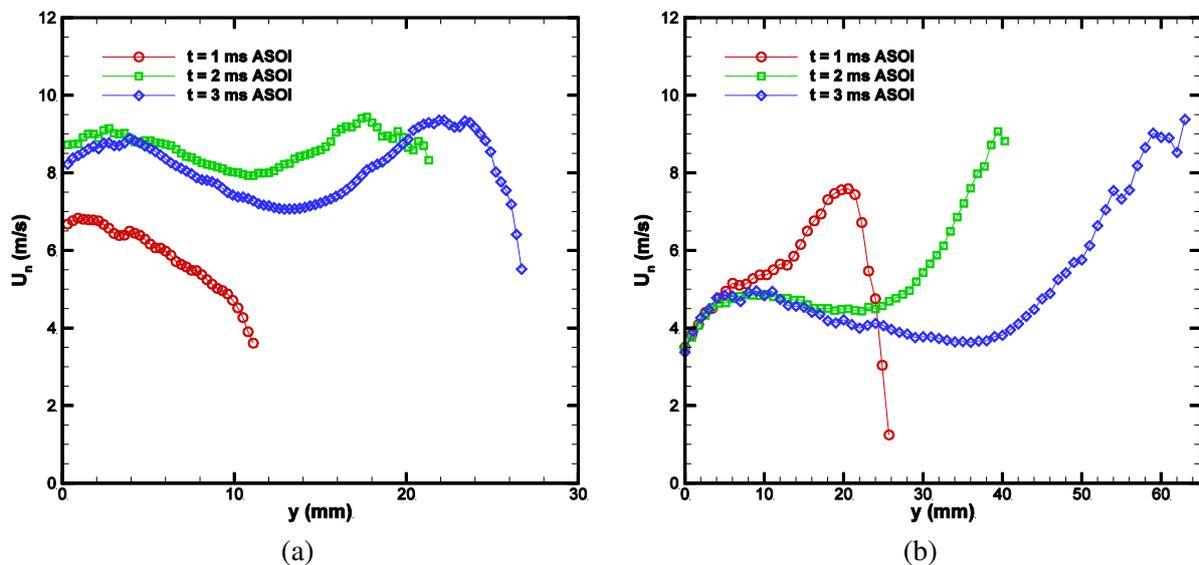


Figure 128. Profils des vitesses normales de l'air suivant la ligne (A) à différents instants ASOI pour (a) le cas 1d et (b) le cas 2c

Les profils de vitesses normales au cours de l'injection sont tracés Figure 128 pour chaque cas. Pour l'injecteur monotrou, l'évolution est la même que pour les cas précédents avec des vitesses d'entrée de l'ordre de 8 m/s. Pour l'injecteur 7 trous, la longueur EL est déjà clairement établie dès 1

ms ASOI. La vitesse normale de l'air augmente jusqu'à la position du tourbillon avant de chuter au cours de sa traversée. Aux instants suivants, la vitesse normale est à peu près constante avant d'augmenter nettement quand nous arrivons dans la zone d'effet du tourbillon.

### IV.3.2.3. Energie cinétique du gaz en fin d'injection

Les processus de mise en mouvement de l'air étant différents entre les deux injecteurs, le transfert d'énergie entre les deux phases l'est aussi. Il est néanmoins difficile dans le cas de l'injecteur 7 trous de mesurer correctement l'énergie cinétique du gaz. Le spray se dirige rapidement vers le fond de la chambre mais le champ de visualisation ne permet pas d'accéder aux vitesses de l'air dans le bas de la chambre.

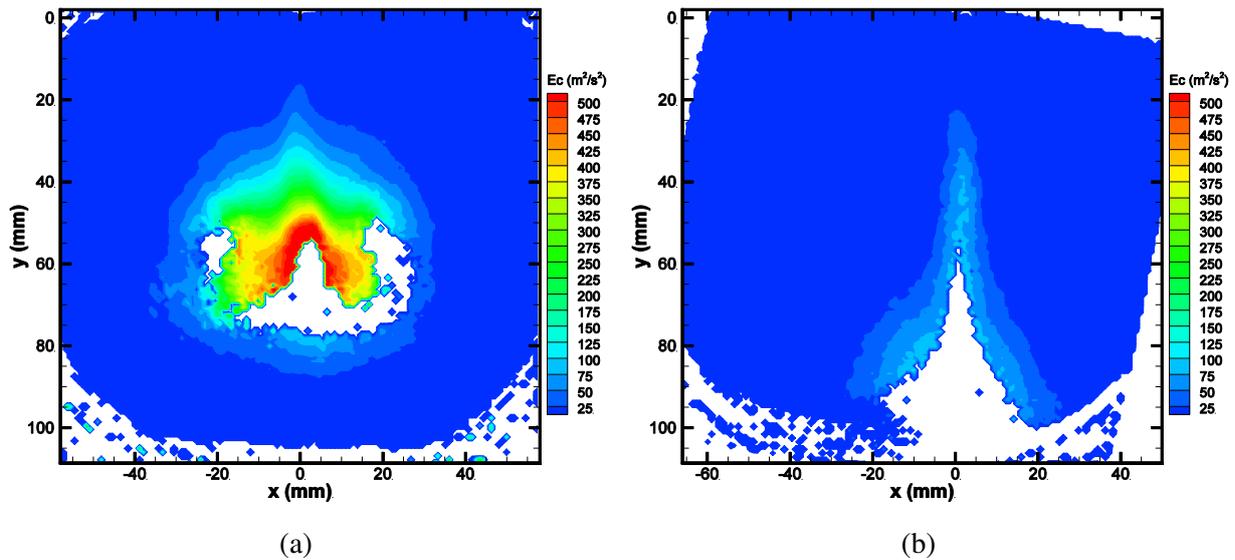


Figure 129. Distribution de l'énergie cinétique moyenne totale  $E_c$  du gaz dans la chambre à  $t = 5$  ms ASOI pour (a) le cas 1d et (b) le cas 2c

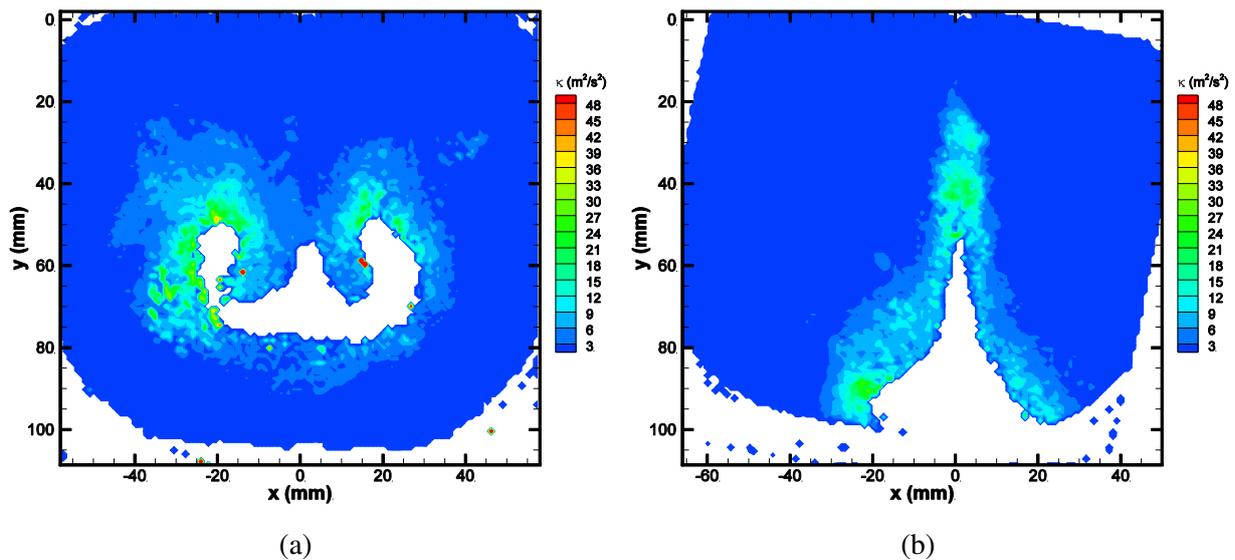
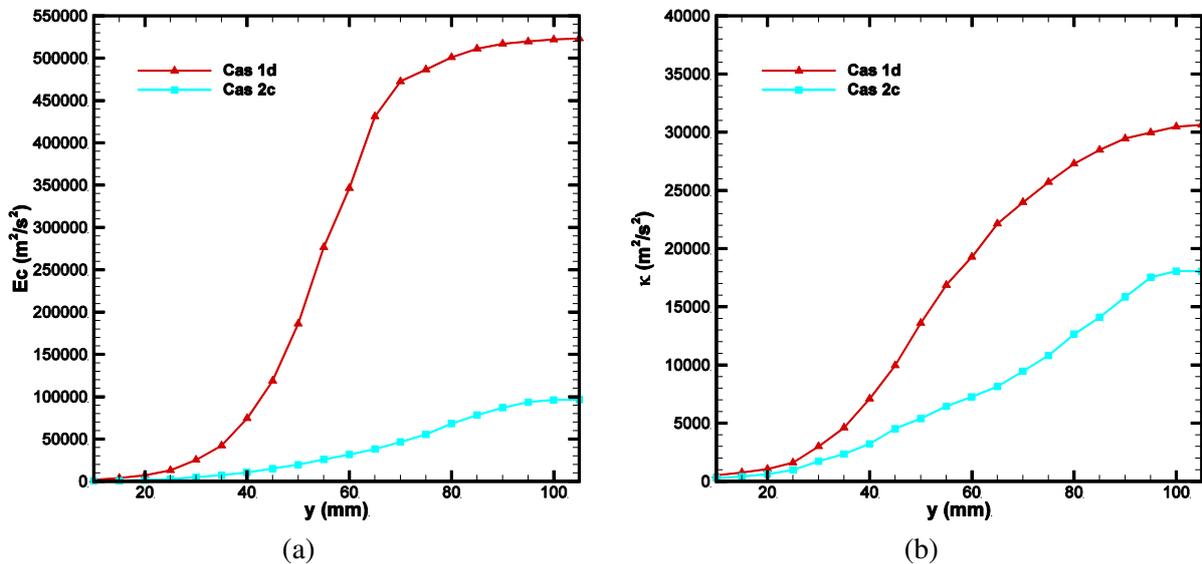


Figure 130. Distribution de l'énergie cinétique turbulente totale  $\kappa$  du gaz dans la chambre à  $t = 5$  ms ASOI pour (a) le cas 1d et (b) le cas 2c

La Figure 129, présentant la distribution de l'énergie cinétique moyenne totale  $E_c$  du gaz à 5 ms ASOI pour chaque injecteur, indique qu'il y a tout de même une différence notable d'énergie cinétique entre les deux injecteurs. L'énergie cinétique se concentre principalement dans la zone d'entrée d'air à l'arrière du spray pour l'injecteur monotrou. En revanche, la distribution d'énergie cinétique sur la Figure 129b pour l'injecteur 7 trous ne présente pas une telle zone et par conséquent le niveau d'énergie cinétique moyenne est nettement plus faible pour le champ mesuré.

Les distributions de l'énergie cinétique turbulente de la Figure 130 indiquent que la turbulence se crée principalement au niveau des tourbillons pour l'injecteur monotrou. Par contre, pour l'injecteur 7 trous, il y a aussi une forte création de turbulence dans le sillage du spray du même ordre que celle générée au niveau des tourbillons.

Les cumulatives d'énergie cinétique présentées Figure 131 permettent de comparer les deux cas en fonction de la distance à l'injecteur. Elles sont calculées en sommant l'énergie cinétique contenue dans le gaz sur toute la largeur du champ entre l'injecteur et l'ordonnée  $y$ . D'après les distributions d'énergie cinétique présentées Figure 129, l'erreur réalisée avant  $y = 60$  mm est négligeable.



**Figure 131.** Cumulative de (a) l'énergie cinétique et de (b) l'énergie cinétique turbulente de l'air en fonction de la distance à l'injecteur à  $t = 5$  ms ASOI pour les cas 1d et 2c

L'énergie cinétique de l'air pour le cas 1d est environ 5 fois plus importante que pour le cas 2c (Figure 131a). La tendance amorcée dans la partie valide de la courbe ( $y < 60$  mm) se confirme au-delà dans la zone où l'erreur augmente. En effet, au vu de la vitesse de croissance de l'énergie cinétique de l'air pour le cas 2c, il semble évident que le palier du cas 1d ne sera pas atteint.

L'air présente aussi plus de turbulence pour l'injecteur monotrou mais l'énergie cinétique turbulente n'est que 1,5 fois plus grande. Etant donné l'erreur que nous faisons en ne tenant pas compte du fond de la chambre, il est possible que la différence entre les deux injecteurs soit faible en réalité. Il est donc impossible de conclure avec certitude que l'injecteur monotrou produit plus de turbulence dans l'air que l'injecteur 7 trous même si la tendance de la courbe va dans ce sens.

## IV.4. Conclusions

Dans ce chapitre, le diagnostic optique de PIV par fluorescence mis au point a été appliqué à la caractérisation d'une injection dans un gaz au repos. Plusieurs paramètres d'injection ont été étudiés pour comprendre l'impact des caractéristiques du spray sur les interactions entre les phases, dont la pression et la durée d'injection.

L'analyse des résultats obtenus grâce à l'injecteur monotrou pour deux conditions d'injection différentes a été réalisée, plusieurs types d'interactions ont été observées entre les deux phases.

La mise en mouvement de l'air est privilégiée dans les zones où le transfert de quantité de mouvement est le plus efficace, i.e. dans la partie supérieure du spray pour laquelle le différentiel de vitesse est le plus fort. L'entraînement d'air dans le spray se décompose ainsi en deux parties : une partie liée à un écoulement quasi-stationnaire généré par la recirculation globale de l'air dans la chambre et qui compte pour la majeure partie de l'entraînement d'air total, et une partie liée à un écoulement de transition qui subit les effets instationnaires du tourbillon.

De plus, il existe une forte interaction entre les gouttes du spray et l'air en lien avec leur taille : d'un côté, la progression du spray dans l'air génère du cisaillement à l'origine de l'apparition d'un tourbillon à l'interface spray/gaz, d'un autre côté, la trajectoire des gouttes du spray est en interaction avec la recirculation gazeuse. Ainsi, la répartition des gouttes du spray dans la chambre découle de l'ensemble de ces phénomènes liés les uns aux autres.

Pour les deux conditions d'injection étudiées, la masse de carburant injectée et la quantité de mouvement globale du spray sont identiques. Les phénomènes d'interactions entre les phases sont similaires pour les différentes conditions d'injection mais celles-ci jouent un rôle important dans l'intensité des phénomènes observés. En effet, injecter le spray à 50 bar au lieu de 100 bar ralentit le développement du spray et réduit l'impact du tourbillon gazeux sur la trajectoire des gouttes du spray. L'entraînement d'air dans le spray est aussi diminué limitant le mélange entre les deux phases. Les gouttes du spray sont ainsi plus dispersées dans la chambre après l'injection pour une pression d'injection élevée. Enfin, l'augmentation de la pression d'injection favorise le transfert d'énergie du spray vers le gaz puisque, les vitesses du gaz sont plus importantes après le passage du spray pour une pression d'injection de 100 bar.

L'étude de l'injecteur 7 trous a mis en évidence une interaction entre les deux phases différente de celle observée avec l'injecteur monotrou.

Le spray de l'injecteur 7 trous présente un aspect plus dense que celui de l'injecteur monotrou et est plus pénétrant. Cette particularité entraîne l'apparition des tourbillons en tête de spray plutôt que sur la face externe de la nappe. Les gouttes du spray sont moins entraînées dans les recirculations gazeuses en tête du spray. Contrairement à l'injecteur monotrou pour lequel les gouttes se répartissent dans toute la moitié inférieure de la chambre après l'injection, les gouttes pour l'injecteur 7 trous restent concentrées autour de l'axe de l'injecteur dans le fond de la chambre.

La mise en mouvement de l'air est quant à elle accentuée devant le spray en raison de la densité de son front. L'entrée d'air latérale est en revanche moins rapide qu'avec l'injecteur monotrou diminuant la quantité d'air entraîné dans le spray malgré l'augmentation de la surface d'échange. Enfin, la tendance observée indique que l'injecteur monotrou favorise d'avantage la transmission de l'énergie du spray vers l'air que l'injecteur 7 trous.

L'injecteur 7 trous équipant le banc moteur étudié par la suite, les processus de mélange et de transfert relevés dans ce chapitre servent de référence pour mettre en évidence l'impact d'une aérodynamique du gaz sur le mélange.

## Chapitre V : Influence d'un spray dans une chambre de moteur automobile

L'aérodynamique interne des moteurs automobile fait l'objet d'études depuis de nombreuses années pour connaître l'état de l'écoulement en fin de compression. Ainsi, de nombreuses optimisations au niveau de la forme du piston, de la loi de levée de soupape ou du timing d'allumage ont été réalisées. Cependant, ces études ont été menées en aérodynamique pure en absence d'injection alors que cette aérodynamique interne, point clé de l'optimisation des chambres de combustion, peut être modifiée par l'injection.

Ce chapitre traite des interactions entre l'aérodynamique interne du moteur et l'injection sous forme de spray du carburant. Les modifications de l'aérodynamique sous l'action d'une injection ainsi que le développement du spray en présence d'un écoulement gazeux sont étudiés. Les différents points de fonctionnement du moteur sont d'abord présentés, puis l'aérodynamique interne du moteur sans présence d'une injection est comparée avec celle obtenue en présence d'une injection réalisée à 100 bar. Ensuite, l'impact de la présence de l'aérodynamique du gaz sur le spray ainsi que la réponse du gaz suite à l'injection sont mis en évidence pour des pressions d'injection différentes. Enfin, l'importance de la stratégie d'injection sera brièvement abordée.

### V.1. Points de fonctionnement moteur

Afin de se rapprocher au maximum des conditions de fonctionnement réalistes, qui correspondent à des régimes compris entre 2000 et 3000 tr/min pour un moteur IDE, les mesures de vitesses sont réalisées pour une vitesse de rotation du moteur de 2000 tr/min. Pour cette étude, le moteur fonctionne en mode entraîné grâce à la machine génératrice. En effet, l'allumage n'est pas activé car la phase de combustion ne fait pas partie de cette étude.

Les conditions de fonctionnement du moteur étudiées sont présentées Tableau 8 pour une vitesse de rotation constante égale à 2000 tr/min. Les pressions d'injection utilisées sont les mêmes que dans l'étude dans la chambre statique et les durées d'injection sont ajustées pour assurer une richesse unitaire du mélange, excepté pour le cas 3 où la richesse est fixée à 0,6. Enfin, le remplissage en air du moteur est toujours réalisé à pression atmosphérique.

	Pression injection (bar)	Timing d'injection (dv)	Durée d'injection (ms)	Richesse	Pression d'admission (bar)
Cas REF	-	-	-	-	$P_{atm}$
Cas 1	100	-300	3,2	1	$P_{atm}$
Cas 2	50	-300	4,6	1	$P_{atm}$
Cas 3	100	-140	1,83	0,6	$P_{atm}$

**Tableau 8.** Conditions expérimentales des différents points de fonctionnement

Le fonctionnement en aérodynamique pure (sans injection) est choisi comme cas de référence (Cas REF). Les cas 1, 2 et 3 sont des points de fonctionnement avec injection. Le cas 1 correspond à une stratégie de mélange homogène avec une injection à 100 bar : il s'agit d'un point de fonctionnement avec une pression moyenne effective (PME) élevée correspondant à une forte charge.

Le cas 2 suit la même stratégie de mélange mais avec une injection à 50 bar : c'est un point de fonctionnement avec une PME plus faible correspondant à une faible charge. Enfin, le cas 3 permet d'étudier une injection tardive à faible richesse. Ce cas a été choisi pour étudier l'impact d'une injection sur l'aérodynamique suivant une stratégie d'injection tardive (stratification).

Le cycle moteur est repéré entre -360 dv et +360 dv (Figure 132), la fin de la compression (PMH - combustion) correspondant à 0 dv. La fermeture de soupape est tardive et se situe après le PMB de l'admission à  $\Theta = -140$  dv (courbe verte sur la Figure 132). Le cas de référence REF et le cas 1 ont été étudiés pour 10 angles vilebrequin répartis au cours de l'admission (-288 dv, -276 dv, -264 dv, -220 dv, -180 dv) et de la compression (-140 dv, -100 dv, -80 dv, -60 dv, -50 dv). Les trois premiers angles mesurés dans le cycle correspondent à des délais ASOI de 1, 2 et 3 ms afin de comparer le comportement du spray dans la chambre statique et dans la chambre du moteur. Pour les instants plus tardifs, à -60 dv et -50 dv, les gouttes du spray se sont complètement évaporées, ce qui signifie que seules les vitesses du gaz sont mesurées pour ces angles du vilebrequin.

Le cas 2 est quant à lui uniquement étudié pour les angles -276 dv, -180 dv, -140 dv, -80 dv et -50 dv, et le cas 3 pour les angles -100 dv et -80 dv.

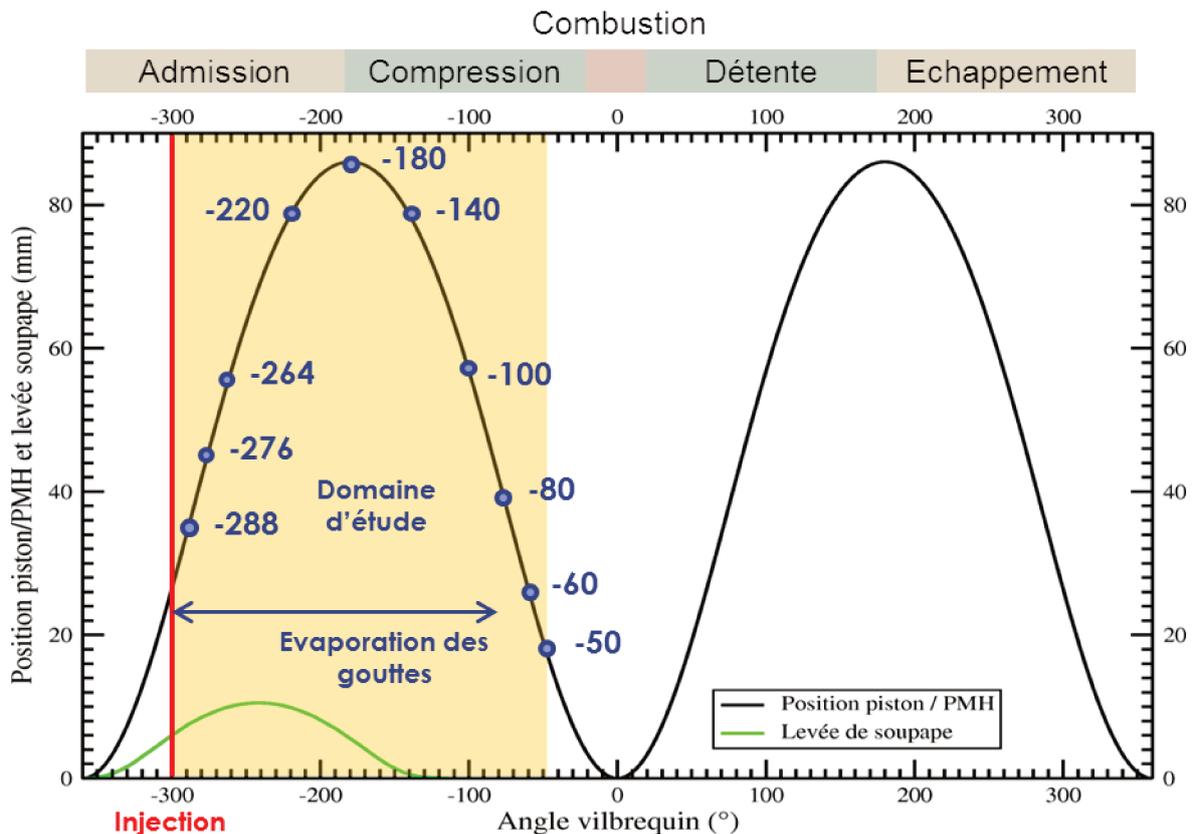


Figure 132. Instants d'acquisition par rapport au cycle moteur

Le champ de vitesses est obtenu dans le plan de symétrie de la chambre qui passe par l'injecteur et entre chaque paire de soupapes (admission et échappement). L'origine du repère pour les champs de vitesses est placée au centre de la surface du piston quand il est au PMB, i.e. à  $\Theta = -180$  dv. L'aire parcourue par le piston sur les champs de vitesses est donc comprise entre -41 et +41 mm suivant X et entre 0 et +86 mm suivant Y qui correspond à la direction parallèle à la course du piston.

## V.2. Modification de l'aérodynamique du gaz suite à une injection réalisée à 100 bar

L'aérodynamique interne du moteur est présentée dans cette partie sans injection puis en présence d'injection pour mettre en avant les modifications des structures aérodynamiques sous l'effet du spray de carburant. Cette comparaison est réalisée entre le cas REF et le cas 1 du Tableau 8.

### V.2.1. Aérodynamique du cycle moteur moyen

L'aérodynamique interne d'un moteur est un écoulement tridimensionnel complexe qui présente cependant quelques structures caractéristiques propres à chaque géométrie moteur. Dans le plan de symétrie utilisé pour nos mesures, nous observons ainsi les jets de soupape ainsi que leur zone de rencontre durant l'admission ou encore le tourbillon global qui existe pour ce moteur durant la compression.

#### V.2.1.1. Cycle sans injection

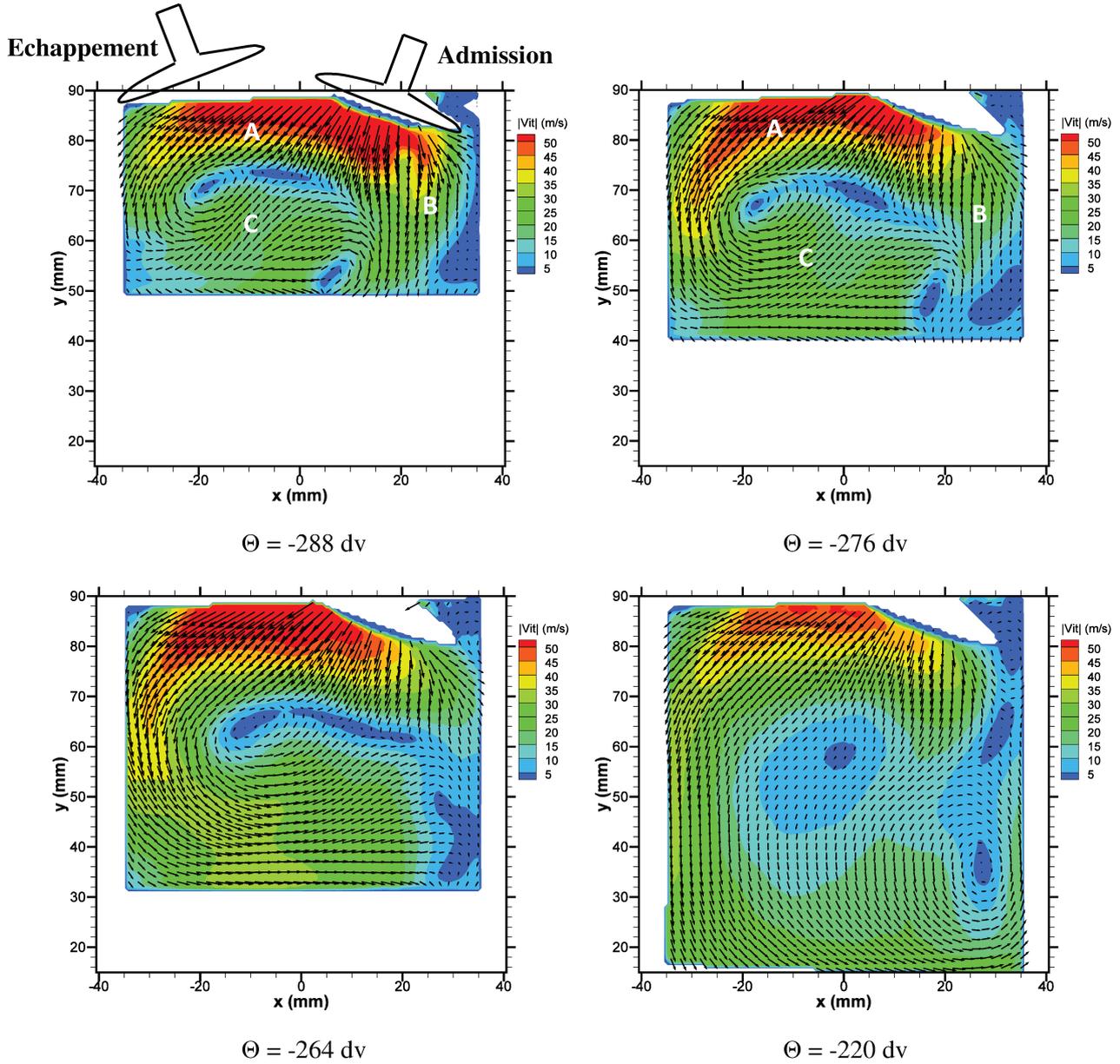
L'évolution de l'aérodynamique interne dans le cas REF est d'abord présentée sur la Figure 133 grâce aux champs de vitesses moyennes du gaz mesurées par PIV classique. Les vecteurs noirs indiquent l'orientation de l'écoulement et le fond de couleur l'amplitude des vitesses.

Au début de l'admission (-288 dv et -276 dv), l'écoulement dans la chambre peut être décrit en distinguant plusieurs régions. La première correspond aux jets de soupapes dans la partie supérieure de la chambre (A) constituant le flux d'entrée d'air principal. La vitesse du gaz dans cette partie est la plus importante de toute la chambre et atteint 60 m/s. Ce flux d'air se dirige vers la gauche de la chambre puis longe sa paroi latérale gauche (coté échappement). Le jet de soupape secondaire qui passe à l'arrière des soupapes d'admission constitue la deuxième région de l'écoulement (B). Les vitesses y sont beaucoup plus faibles que dans la zone de flux principal à cause de l'orientation de la pipe d'admission. L'écoulement descend le long de la paroi droite jusqu'au piston pour l'impacter avant de s'orienter vers la gauche de la chambre. Enfin, la troisième région de l'écoulement correspond au flux d'air qui remonte dans le centre de la chambre après avoir impacté le piston (C) en s'enroulant autour d'un centre de tourbillon. Bien que moins grande que dans la région (A), la vitesse dans la région (C) est encore importante et atteint environ 25 m/s.

La rencontre entre les flux de ces différentes régions est marquée par des zones de vitesse nulle situées à mi-hauteur du champ ( $y = 70$  mm) et proche de la paroi du piston. Ces zones sont caractéristiques du caractère tridimensionnel de l'écoulement dans le moteur. Progressivement, les deux zones de rencontre fusionnent pour former un front entre le centre du tourbillon et le coin inférieur droit de la chambre où les vitesses s'annulent quasiment ( $\Theta = -264$  dv). L'air est dévié suivant la direction normale au plan d'étude.

A -220 dv, sous l'impulsion du fort flux d'air du jet de soupape principal, le front de vitesses nulles est rompu, entraînant la formation d'une unique structure tourbillonnaire qui s'étend sur toute la chambre et dont le centre est placé en bas à droite de la chambre : il s'agit du tumble. En raison de la présence de cette structure globale, le jet de soupape secondaire est confiné dans la partie supérieure droite où se forme un petit tourbillon. De plus, la fermeture progressive des soupapes d'admission à partir de -240 dv réduit la vitesse de l'écoulement sous les soupapes, dans le plan de mesure, jusqu'à 25 m/s au PMB. Le centre du tumble passe alors de la partie droite à la partie gauche de la chambre.

Durant la compression, le gaz descendant vers le piston est fortement ralenti et dévié vers la droite alors que la vitesse du gaz ascendant est au contraire maintenue. Le gaz proche du piston est même accéléré en fin de compression au-delà de -60 dv. Le tumble étant aussi comprimé avec la remontée du piston, sa vorticité augmente vers la fin du cycle.



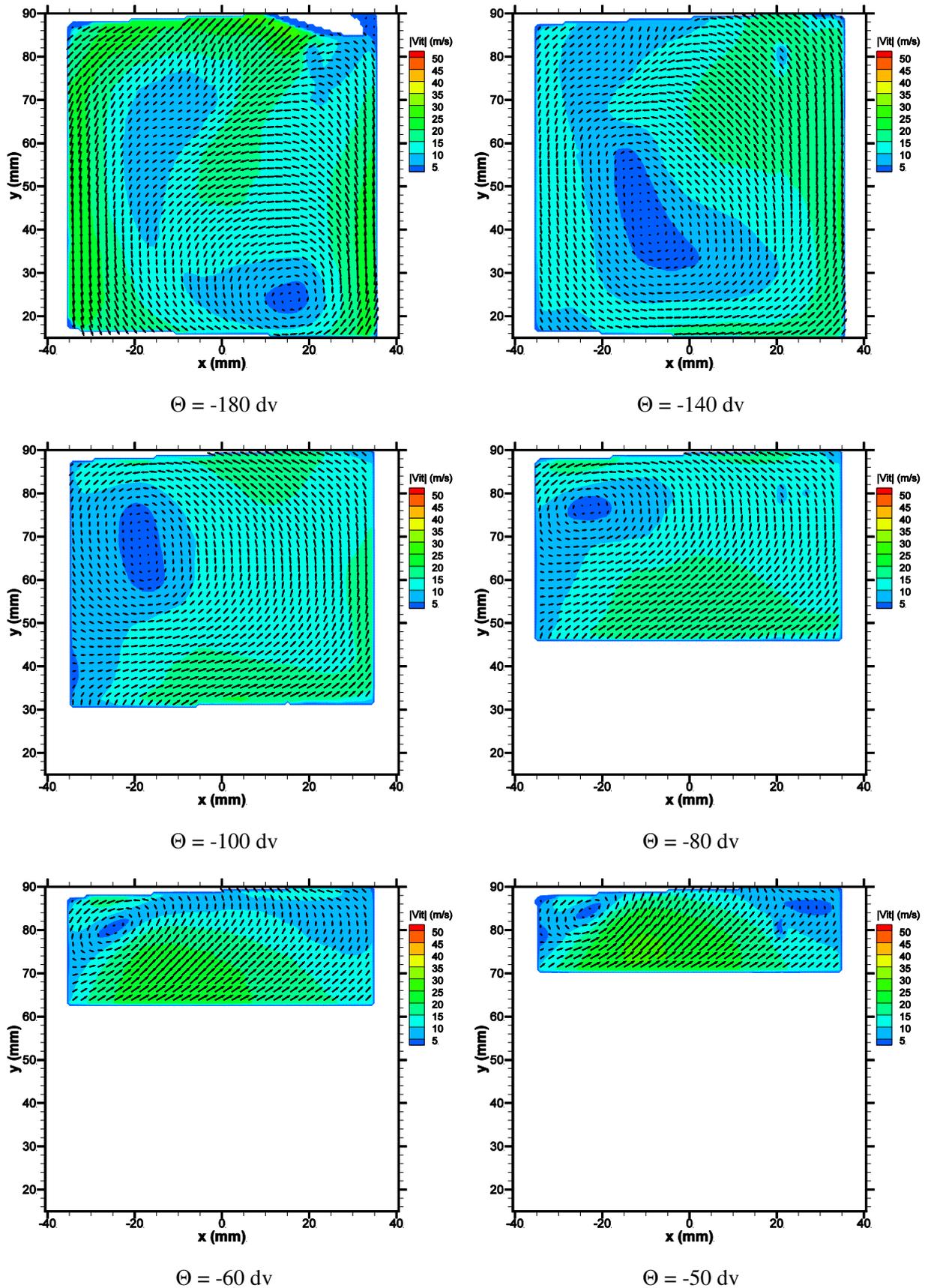
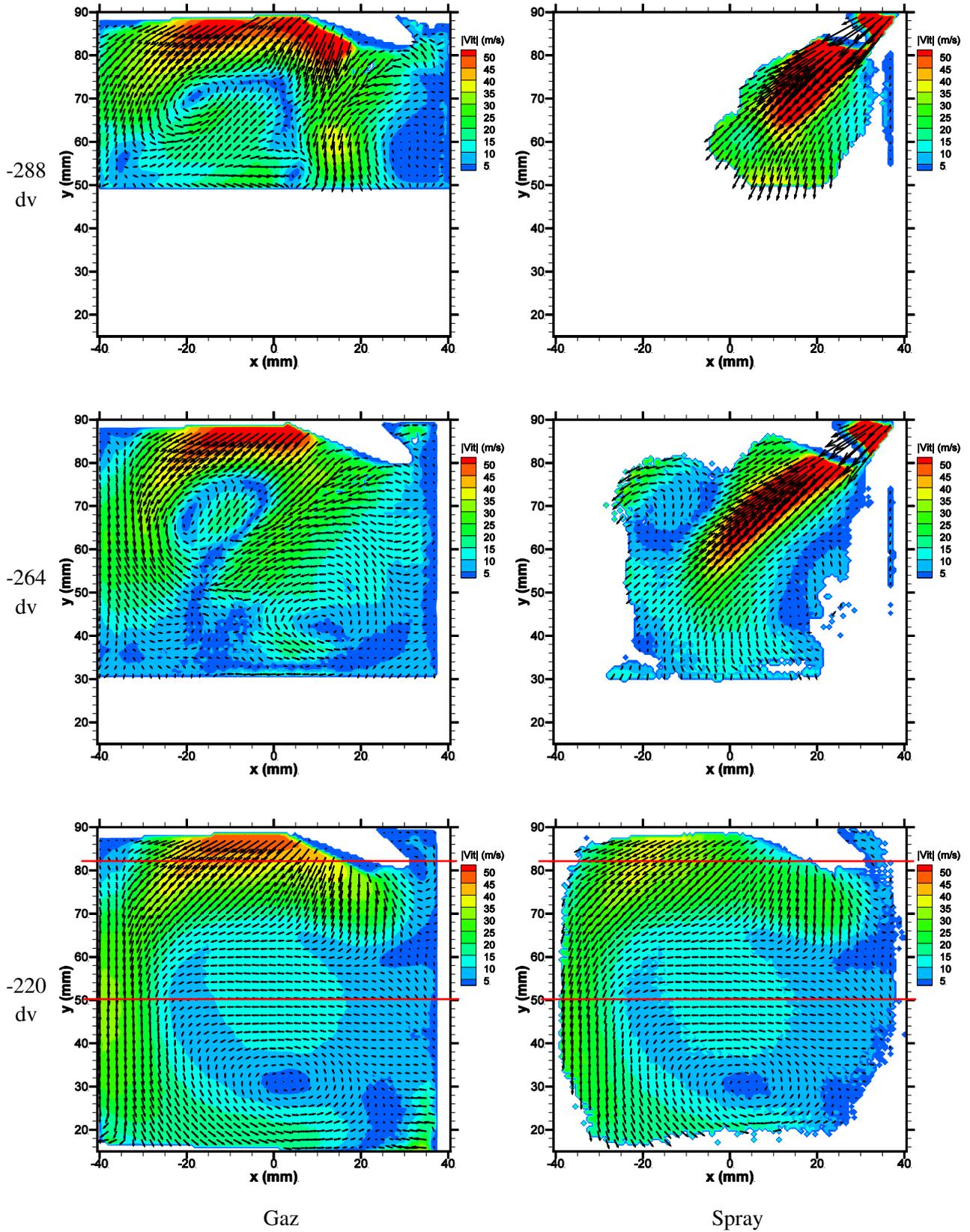


Figure 133. Champs de vitesses moyennes du gaz à différents instants du cycle durant l'admission et la compression pour le cas REF



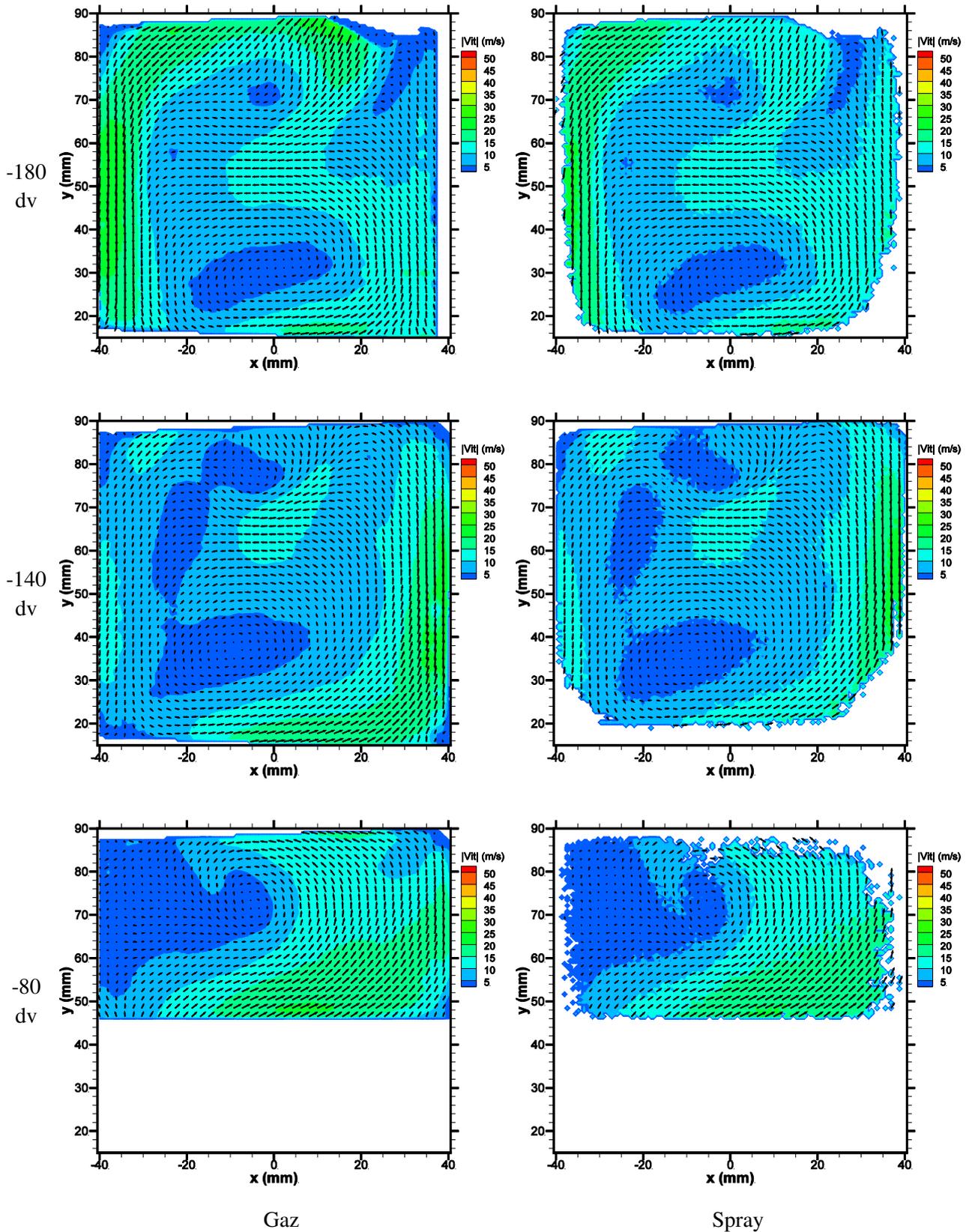


Figure 134. Champs de vitesses moyennes du gaz (à gauche) et du spray (à droite) à différents instants du cycle durant l'admission et la compression pour le cas 1

V.2.1.2. Cycle avec une injection à 100 bar

La Figure 134 présente les champs de vitesses moyennes de l'air et du spray mesurées par PIV par fluorescence pour le cas 1 à différents angles vilebrequin du cycle.

Au cours de l'admission, le spray qui est injecté dans le plan de mesure à partir du coin supérieur droit de la chambre (cf plan de la culasse du Chapitre II), traverse toute la chambre jusqu'au piston. Il agit ainsi comme un obstacle pour l'écoulement d'air dans ce plan. La masse liquide du spray entraîne de l'air en son cœur formant un jet d'air descendant jusqu'au piston qui sépare l'écoulement en deux parties. La présence du spray confine le flux d'air côté échappement dans un volume restreint. Ce confinement déforme la zone de rencontre entre le jet de soupape principal et le flux d'air (B) qui remonte du piston ( $\Theta = -264$  dv). A droite du spray, une recirculation se forme dans l'écoulement gazeux allant de la tête du spray vers l'injecteur. Celle-ci entraîne l'air du jet de soupape secondaire vers l'intérieur du spray.

Dès la fin de l'injection ( $\Theta = -260$  dv), les deux phases se mettent rapidement à l'équilibre. L'analyse des champs de vitesse est complétée par des profils de vitesses. La Figure 135 présente les profils horizontaux ( $y = 50$  mm et  $y = 82$  mm en rouge sur la Figure 134) des composantes de la vitesse différentielle entre les deux phases ( $\vec{V}_{dg} = \vec{V}_d - \vec{V}_g$ ) à  $\Theta = -220$  dv. Ces profils indiquent que la vitesse des gouttes du spray ne diffère de celle de l'air qu'au niveau du jet de soupape principal et contre la paroi gauche de la chambre. A cet angle du cycle, les gouttes du spray vont moins vite que l'air au niveau du jet de soupape. Ainsi, le spray ne fournit déjà plus aucune énergie au gaz, c'est au contraire le jet de soupape qui entraîne les gouttes du spray. L'équilibre complet des vitesses moyennes est obtenu seulement à partir de la fermeture complète des soupapes d'admission ( $\Theta = -140$  dv). A partir de cet angle, le transfert d'énergie entre les phases est nul.

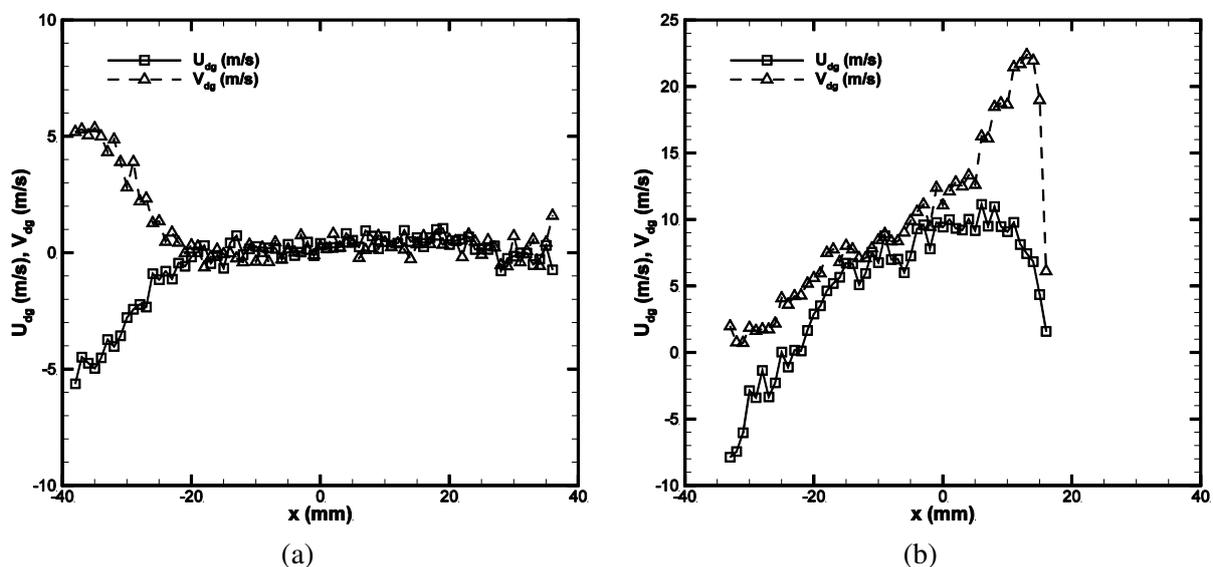


Figure 135. Profils des composantes de la vitesse différentielle moyenne entre les deux phases à  $\Theta = -220$  dv pour le cas 1 : (a)  $y = 50$  mm et (b)  $y = 82$  mm

Le mouvement de tumble apparaît aussi après la fin de l'injection dès  $-220$  dv comme dans le cas sans injection. En revanche, le tumble se forme directement dans l'axe médian de la chambre où il reste jusqu'à la fin de l'admission. Un tourbillon à l'arrière des soupapes d'admission identique au cas sans injection se forme également.

Enfin durant la phase de compression, le tumble remonte vers la culasse en étant comprimé, et l'air qui descend vers le piston à gauche de la chambre est ralenti tandis que l'air à droite de la chambre est accéléré par la remontée du piston.

### V.2.2. Impact du spray sur les grandeurs moyennes du gaz

Les champs de vitesses moyennes présentés précédemment ont montré que l'écoulement d'air n'est pas le même au cours du cycle en présence ou en absence du spray. L'impact de l'injection, qui a lieu durant l'admission, est visible tout au long du cycle mais plus particulièrement au moment de l'injection quand les deux phases ne sont pas à l'équilibre, soit jusqu'à -220 dv.

Des différences significatives sont observées entre les cycles avec et sans injection. L'emplacement du tumble ou l'intensité des vitesses sont par exemple modifiés. Ces premières observations appellent à analyser plus en détail l'origine de ces différences.

#### V.2.2.1. Structure du champ moyen

L'observation des champs de vitesses moyennes a montré la modification des directions de l'écoulement gazeux. Ces modifications engendrées par la présence du spray peuvent être mises en évidence en comparant l'orientation des vecteurs vitesses de l'air des cas avec et sans injection. Nous comparons donc vecteur par vecteur les angles  $\theta$  du vecteur vitesse par rapport à l'axe X grâce à la grandeur suivante :

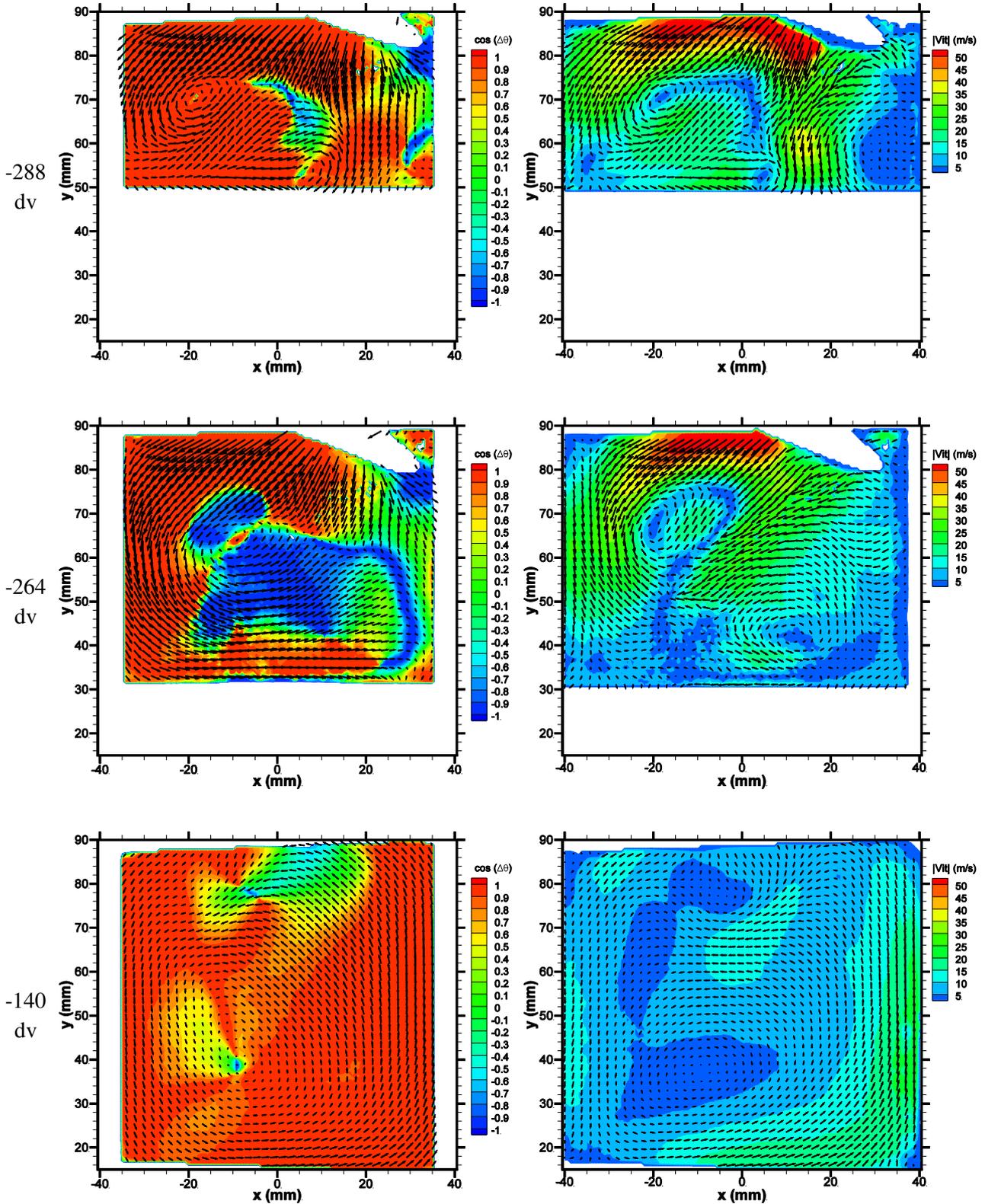
$$\cos(\Delta\theta) = \cos(\theta_1 - \theta_{REF}) \quad \text{Eq. 27}$$

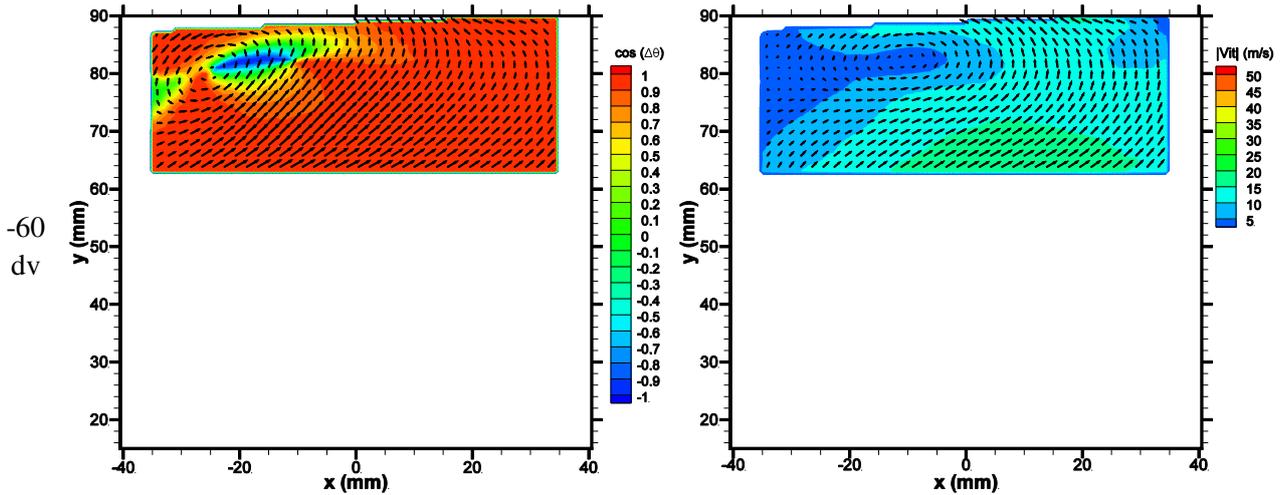
Les valeurs de  $\cos(\Delta\theta)$  proches de 1 indiquent que l'écoulement est similaire pour les deux cas tandis que celles de  $\cos(\Delta\theta)$  proches de -1 indiquent que les deux écoulements sont orientés dans des sens opposés. Si  $\cos(\Delta\theta)$  est proche de 0, les deux écoulements ont des directions de propagation perpendiculaires. Le cosinus de la différence des angles des vecteurs vitesses entre le cas REF et le cas 1 est superposé Figure 136 sur les champs de vitesses moyennes du cas REF pour différents angles du cycle. Pour chaque angle, le champ de vitesses moyennes du cas 1 est rappelé à droite.

Au début de l'injection ( $\Theta = -300$  dv), seule la zone proche du spray est impactée par sa présence. Le flux d'air entraîné dans le cœur du spray ne modifie pas la partie gauche du jet de soupape principal mais s'oppose en revanche au flux d'air (C) (zone bleu au centre de la chambre à  $\Theta = -288$  dv). L'écoulement dans cette zone est ainsi inversé et la zone de rencontre des flux d'air (A) et (C) est repoussée vers le piston. Le spray s'oppose à l'enroulement du jet de soupape. L'inversion de l'écoulement s'amplifie au fur et à mesure que le spray se propage dans la chambre et impacte une grande partie de la chambre comme l'indique la partie bleue du champ de comparaison  $\cos(\Delta\theta)$  à -264 dv. La dynamique de l'air imposée par le spray est donc plus forte que celle imposée par le jet de soupape principal. De plus, le jet de soupape secondaire est inexistant en présence du spray. A la place du jet secondaire qui longe la paroi droite de la chambre, nous observons un entraînement de l'air vers l'intérieur du spray.

Après la fin de l'injection ( $\Theta = -260$  dv), la majorité des différences de structure de l'écoulement disparaissent à cause de l'apparition du tumble dont le comportement sera étudié plus en détail dans la Section V.2.3. Ainsi, au PMB, nous observons des différences principalement localisées au niveau du centre de tumble qui sont liées à son déplacement. La similitude de l'écoulement d'air entre les deux cas se renforce au cours de la compression.

Pour  $\Theta = -140$  dv, l'écoulement de l'air présente une singularité. En effet, un changement local d'orientation de l'écoulement qui est dû à la présence d'une petite recirculation dans le cas avec injection apparaît en haut de la chambre à environ  $x = 0$  mm. Ceci illustre le fait que l'injection peut engendrer des modifications locales notables dans la suite du cycle.





**Figure 136.** A gauche : cartographies en couleur de  $\cos(\theta_1 - \theta_{REF})$  superposées aux champs de vitesses moyennes du cas REF. A droite : champs de vitesses moyennes du cas 1. Différents angles du cycle représentés.

#### V.2.2.2. Vitesses du champ moyen

L'intensité des vitesses de l'air au cours du cycle est impactée au même titre que son orientation. Nous calculons vecteur par vecteur la différence entre les normes de vitesse de chaque cas afin de quantifier cette différence :

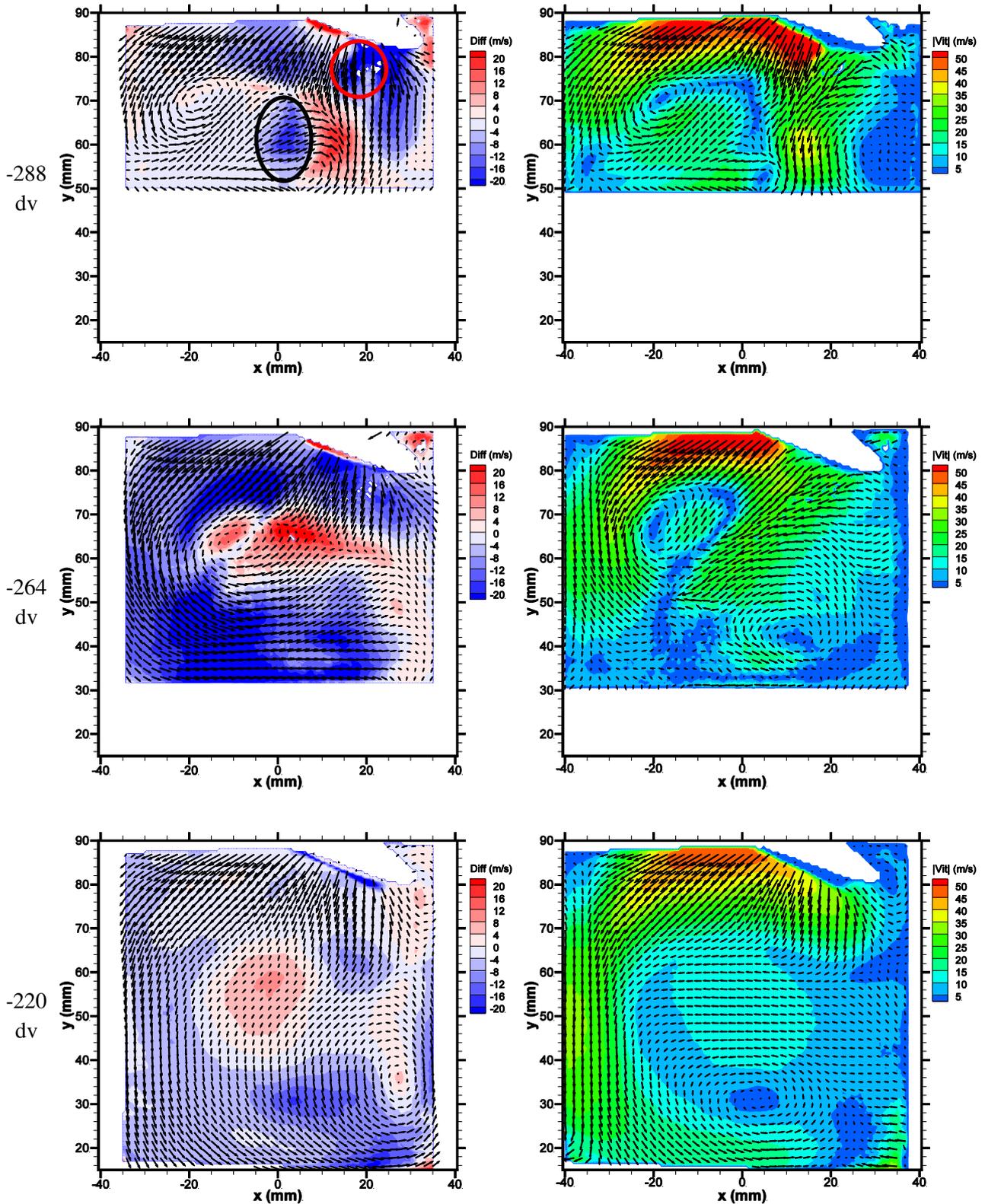
$$Diff = \|\vec{U}_1\| - \|\vec{U}_{REF}\| \quad \text{Eq. 28}$$

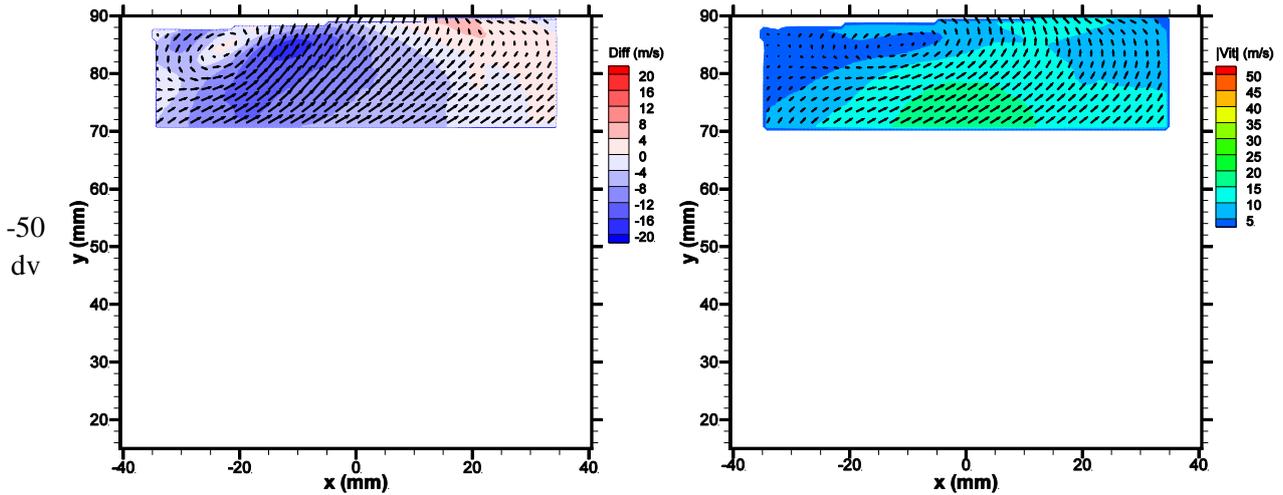
La Figure 137 présente la différence entre les normes de vitesse de chaque cas superposée au champ de vitesses moyennes du cas REF pour différents angles du cycle. Pour chaque angle, le champ de vitesses moyennes du cas 1 est appelé à droite.

Pendant l'injection, le spray interagit fortement avec l'écoulement gazeux. En effet, en présence de l'injection, l'aérodynamique globale de la chambre ralentit excepté dans la zone de rencontre où la vitesse était nulle dans le cas REF ainsi que dans la zone à droite de la soupape où nous avons noté un entraînement de l'air vers le spray. L'enroulement du jet de soupape principal sur la gauche de la chambre est particulièrement impacté par la présence du spray. Le spray agit comme un obstacle et ralentit la progression du gaz. Le jet de soupape est fortement ralenti d'abord dans sa partie où se trouve le spray (entourée en rouge à  $\Theta = -288$  dv) ainsi qu'au niveau de la zone de rencontre entre les deux phases (entourée en noir à  $\Theta = -288$  dv), puis sur une large moitié gauche de la chambre avec un ralentissement de plus de 20 m/s ( $\Theta = -264$  dv). Afin de conserver le débit d'entrée par rapport au cas sans injection, les jets de soupapes s'élargissent certainement suivant une direction normale au plan d'étude.

Après la fin de l'injection, l'écoulement dans la chambre forme une structure tourbillonnaire (tumble) sous l'impulsion du jet de soupape principal confiné. Après la dispersion du spray, la structure tourbillonnaire gagne en amplitude de vitesse. Cependant, la vitesse de l'air reste globalement un peu inférieure à celle observée pour le cas sans injection. En particulier, à la fin de la compression, les vitesses proches du centre du tumble sont environ 10 m/s plus faibles dans le cas avec injection. La réduction du débit d'air participant à l'enroulement de l'écoulement durant l'admission

se traduit donc par un ralentissement du tumble en fin de compression. Nous observons ainsi une réduction de la vorticité de l'écoulement moyen de l'ordre de 30% dans cette zone pour  $\Theta = -50$  dv.





**Figure 137.** A gauche : cartographies en couleur de la différence de normes (Diff) entre le cas 1 et le cas REF superposées aux champs de vitesses moyennes du cas REF. A droite : champs de vitesses moyennes du cas 1. Différents angles du cycle représentés.

### V.2.2.3. Evolution des fluctuations moyennes

Comme pour les écoulements présentant des fluctuations lentes tels que ceux étudiés par Hussain et Reynolds (1972), Fox et al., 2005 ou Felder et Chanson (2014), l'analyse des fluctuations du gaz dans la chambre du moteur nécessite de distinguer les deux types de fluctuations qui contribuent aux fluctuations totales en utilisant une décomposition triple de la vitesse de l'écoulement. Cette décomposition triple est basée sur la décomposition de Reynolds :

$$U_n = \langle U \rangle + u_n = \langle U \rangle + u_{BF} + u_{HF} \quad \text{Eq. 29}$$

Dans le moteur, la première contribution est liée aux fluctuations cycle-à-cycle qui représentent la variation de l'écoulement entre chaque cycle à un angle donné. Ces fluctuations concernent principalement les grandes structures de l'écoulement et seront appelées les fluctuations basses fréquences (BF). La seconde est liée à la turbulence du milieu à chaque cycle et concerne surtout les petites échelles de l'écoulement. Nous les appellerons les fluctuations hautes fréquences (HF).

Afin de distinguer l'influence des fluctuations cycle-à-cycle de celle de la turbulence, nous effectuons un filtrage des champs instantanés par taille de structure. Après quelques essais, nous avons retenu 10 mm comme échelle de coupure car cette échelle permet de conserver les structures globales de l'écoulement, en particulier le tumble dans la partie BF. Ainsi, les fluctuations calculées sur les champs hautes fréquences (structures plus petites que 10 mm) peuvent être associées à la turbulence de petite échelle, tandis que les fluctuations calculées sur les champs basses fréquences (structures plus grandes que 10 mm) peuvent être associées à la fluctuation cyclique.

Le champ basse fréquence ainsi obtenu contient donc à la fois le champ moyen  $\langle U \rangle$  et les fluctuations des structures à grande échelle  $u_{BF}$ , alors que le champ haute fréquence ne contient que les fluctuations des structures à petite échelle  $u_{HF}$ .

L'analyse statistique des fluctuations demande des statistiques de mesures importantes. Dans la zone dense du spray, la mesure des vitesses du gaz peut être affectée par une réduction du taux de validation. Ainsi, avant d'analyser les champs de fluctuations BF et HF pour le cas REF et le cas 1,

nous notons que les fluctuations BF et HF des champs de vitesses du gaz sont particulièrement élevées à l'emplacement du spray (Figure 140 et Figure 143). L'augmentation des fluctuations dans cette zone est probablement due aux fortes fluctuations de vitesses qui sont couramment observées sur les bords du spray comme c'est le cas sur la Figure 138. Cependant, la cartographie du nombre de vecteurs utilisés pour le calcul des fluctuations présentée Figure 139 indique que dans cette zone, le nombre de vecteurs valides est au maximum d'environ 80 sur les 300 champs de vitesses instantanées contre au moins 200 dans le reste du champ. Or, nous avons montré au Chapitre III (Figure 93b) qu'il faut au moins 250 champs pour assurer une convergence correcte des fluctuations du gaz dans le moteur. Le niveau de fluctuations BF et HF relevées est ainsi biaisé en raison d'une convergence insuffisante du champ de fluctuations dans cette zone mais nous ne pouvons pas quantifier ce biais. Dans la suite de l'analyse, cette partie de l'écoulement ne sera plus considérée durant la phase d'injection.

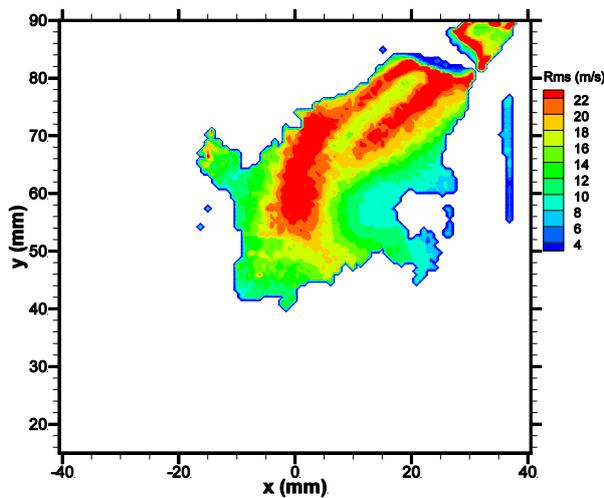


Figure 138. Champs de fluctuations moyennes de vitesses du spray à  $\Theta = -276$  dv pour le cas 1

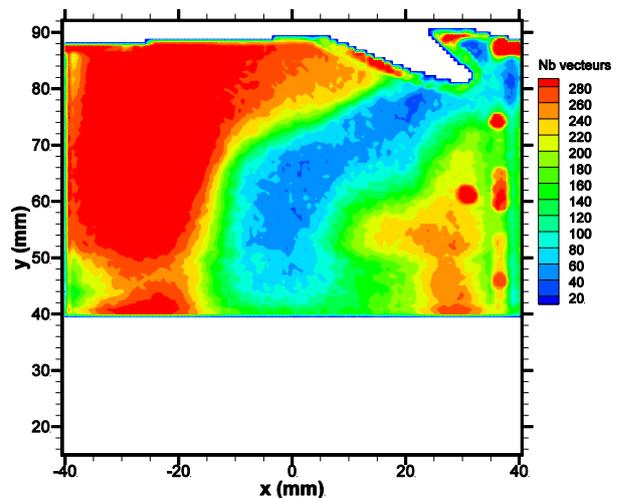
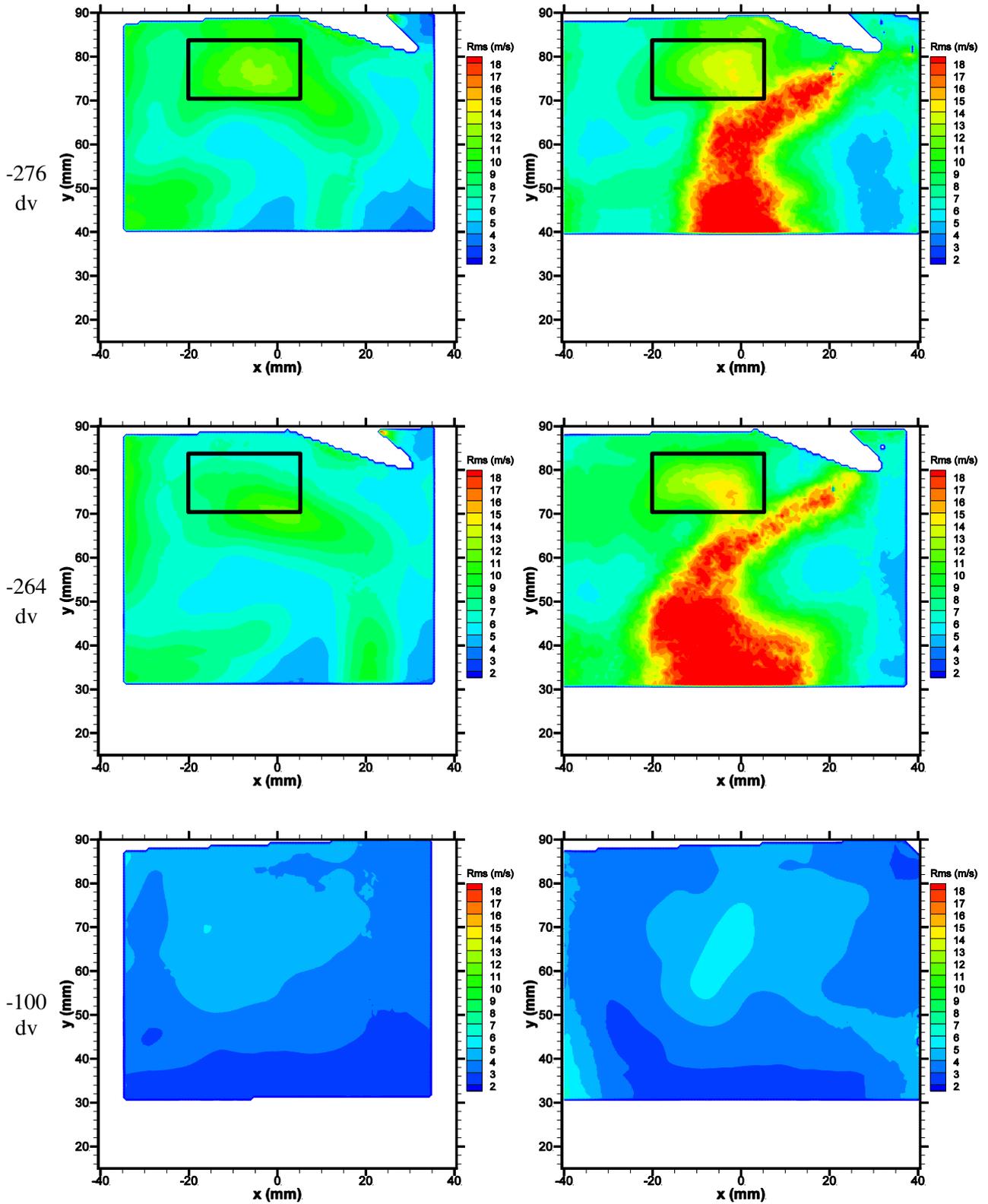


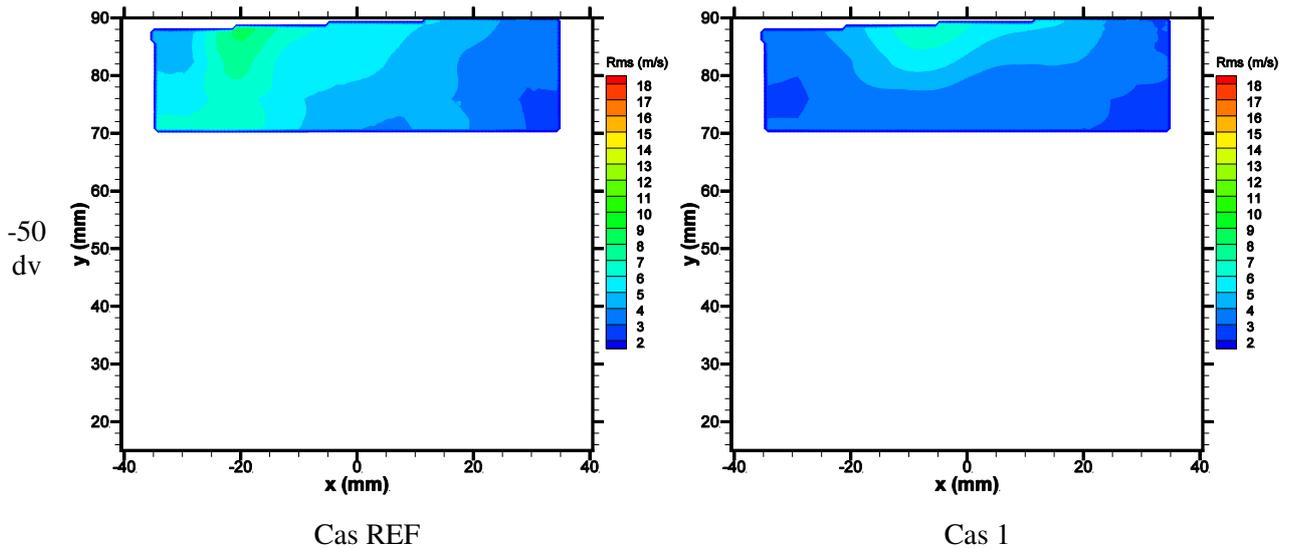
Figure 139. Nombre de vecteurs valides du gaz sur les 300 champs instantanés à  $\Theta = -276$  dv pour le cas 1

D'abord, les fluctuations de vitesses moyennes BF à  $\Theta = -276$  dv et à  $\Theta = -264$  dv sont représentées pour chaque cas sur la Figure 140. Dans le cas REF, la partie du champ où les fluctuations BF sont les plus élevées se situe au niveau des zones de rencontre entre les différents flux d'air. Nous observons en effet que la zone de fortes fluctuations descend en même temps que la zone de rencontre entre le jet de soupape principal et le flux d'air (C). Le jet de soupape principal et la position de la zone de faibles vitesses, où les flux s'impactent, sont donc fluctuants d'un cycle à l'autre. De plus, sur une partie des champs de vitesses instantanées du cas REF pour lesquels le centre de l'enroulement se décale vers la droite de la chambre, un flux d'air autre que le jet de soupape principal apparaît dans le coin inférieur gauche du champ comme montré au niveau de la zone entourée en rouge sur la Figure 141. Il est à l'origine de l'augmentation des fluctuations BF dans cette zone du champ.

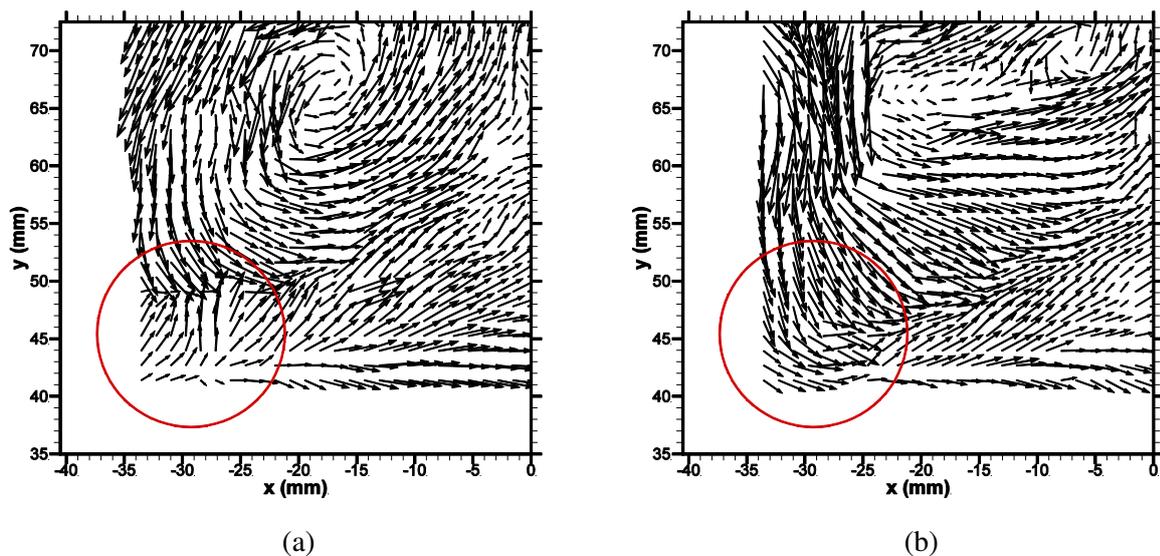
La présence du spray augmente significativement les fluctuations BF au niveau du jet de soupape principal et de la zone de rencontre avec le flux d'air remontant depuis le piston (zone délimité en noir sur la Figure 140). L'évolution des fluctuations BF moyennes du gaz dans cette zone au cours de l'injection est tracée sur la Figure 142 pour chaque cas. Le niveau moyen de fluctuations BF dans cette zone est supérieur de 42% dans le cas 1 par rapport au cas REF pour  $\Theta = -264$  dv. L'admission d'air dans la chambre est donc moins régulière d'un cycle à l'autre en présence de

l'injection. Le changement ponctuel de structure observé dans le coin inférieur gauche de la chambre à -276  $\mu$ s est en revanche moins fréquent en présence de l'injection.





**Figure 140.** Champs de fluctuations moyennes de vitesses BF du gaz à différents angles du cycle pour le cas REF et le cas 1

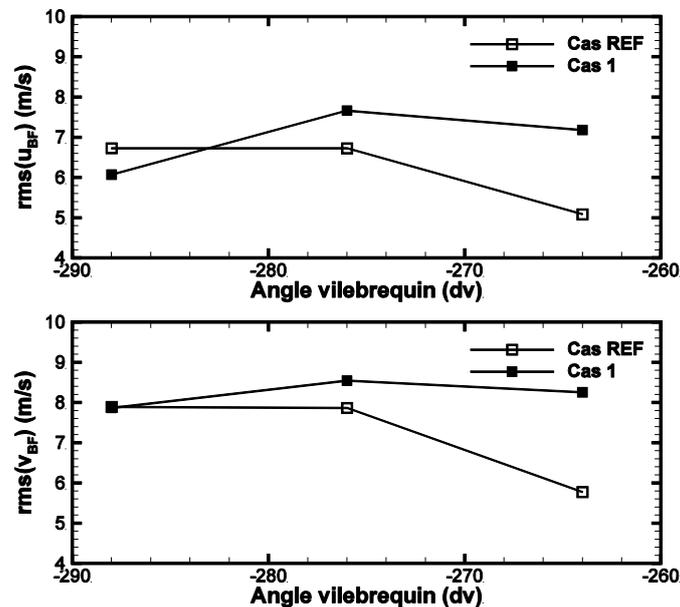


**Figure 141.** Champs de vitesses instantanées du gaz à  $\Theta = -276$  dv pour le cas REF : (a) Cycle avec la présence du flux d'air et (b) cycle sans la présence du flux d'air

A droite du spray, dans la zone de la recirculation qui s'est formée sous l'effet de la présence du spray, les fluctuations BF sont plus faibles que dans le cas sans injection. L'aérodynamique imposée par le spray impose donc une zone de recirculation plus stable que celle observée sans injection dans cette zone.

Dans la suite du cycle, les fluctuations BF diminuent globalement jusqu'à  $\Theta = -80$  dv puis augmentent à nouveau légèrement à la fin de la compression. Durant la compression, le maximum des fluctuations dans le champ est situé dans la zone du centre de tumble. De plus, nous observons que les fluctuations BF sont plus grandes dans le cas 1 durant la première partie de la compression, comme pour  $\Theta = -100$  dv. En revanche, après l'évaporation totale des gouttes ( $\Theta \geq -60$  dv), les fluctuations BF sont un peu plus importantes dans le cas REF que dans le cas 1. Durant la compression, les

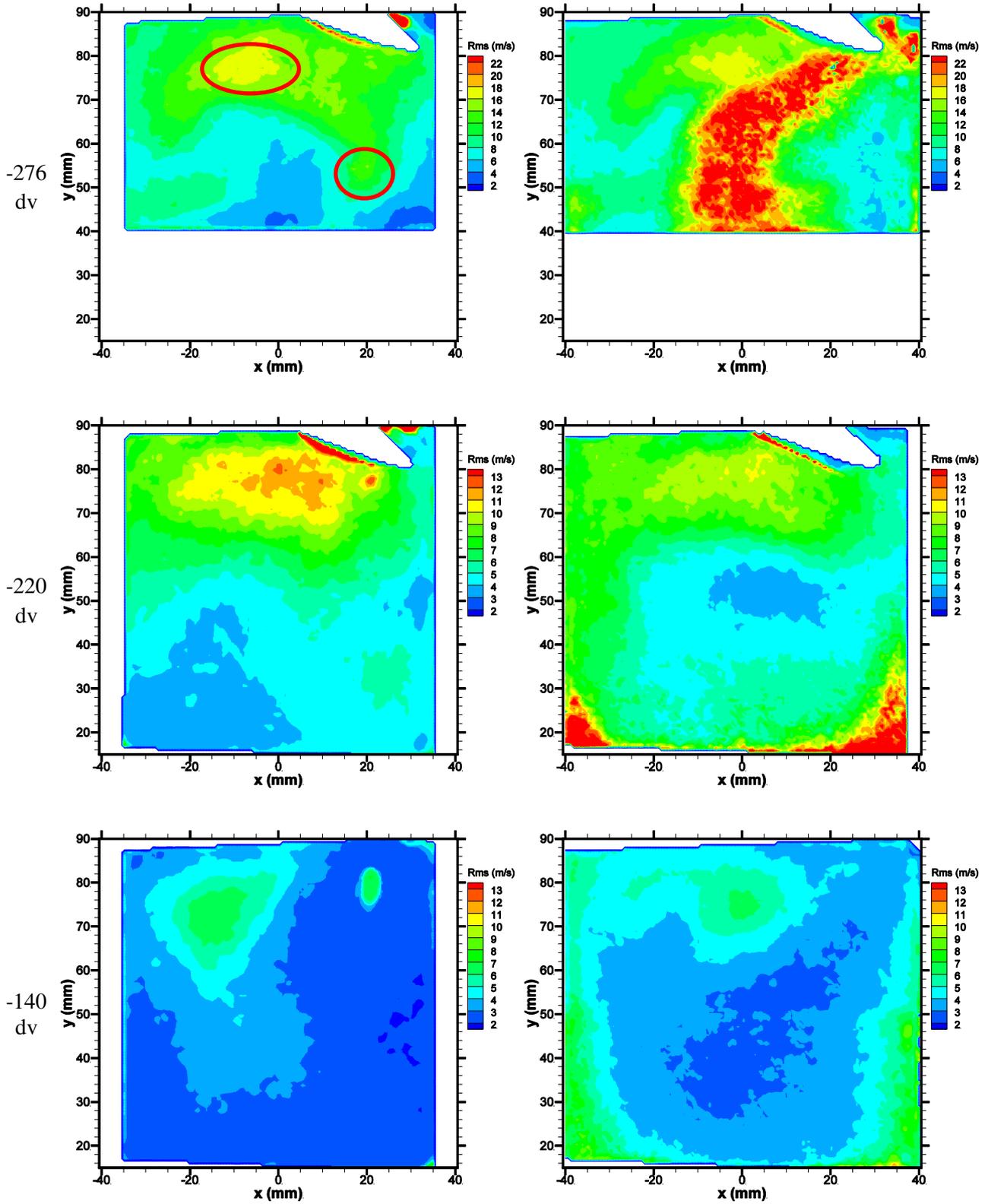
fluctuations BF sont fortement liées au comportement du tumble qui sera décrit dans la Section V.2.3. Les fluctuations BF résultent alors soit d'une variation de position des grandes structures (principalement le tumble), soit d'une variation de vitesse de celles-ci.

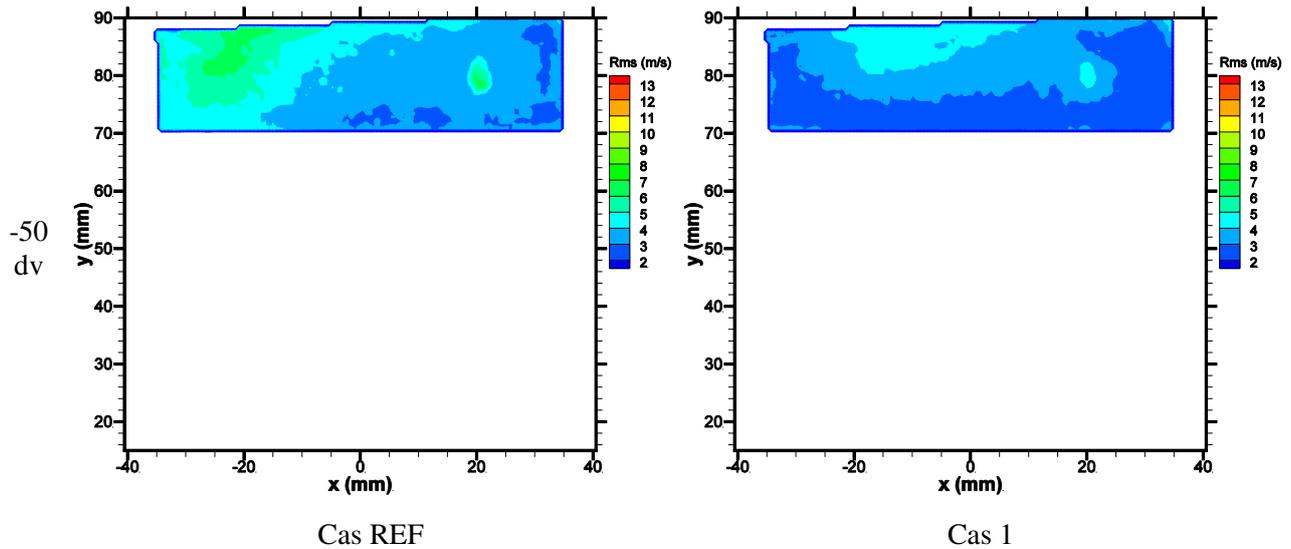


**Figure 142.** Evolution des fluctuations de vitesses BF moyennes du gaz dans la zone délimitée en noir de la Figure 140 pendant la phase d'injection pour le cas REF et le cas 1

Les fluctuations pour la partie HF de l'écoulement gazeux sont ensuite présentées sur la Figure 143 pour plusieurs angles au cours du cycle. Les zones entourées en rouge marquent deux régions de forts niveaux de fluctuations, correspondant aux zones de rencontre entre les différents flux d'air de l'écoulement où les gradients de vitesses sont importants (Figure 133). Avec l'injection, le niveau des fluctuations HF décroît dans ces zones : l'enroulement du jet de soupape principal contient peu de fluctuations HF et les fluctuations de la recirculation qui se forme à droite du spray sont faibles, tandis que l'injection du spray engendre une hausse significative des fluctuations uniquement dans la zone où il est présent.

Après la fin de l'injection, les fluctuations au cours de l'admission sont principalement concentrées dans la partie supérieure de la chambre sous les soupapes d'admission dans le cas REF. Dans le cas 1, les fluctuations sous les soupapes sont moins fortes alors qu'elles augmentent fortement dans les coins inférieurs de la chambre. Le spray tend donc à réduire les fluctuations HF des bords des jets de soupape, mais à augmenter en coin en bordure de piston. Ces résultats montrent que l'injection affecte nettement l'aérodynamique, et le niveau des fluctuations HF, même au-delà de la région où il est passé.





**Figure 143.** Champs de fluctuations moyennes de vitesses HF du gaz à différents angles du cycle pour le cas REF et le cas 1

La structure tourbillonnaire qui s'étend ensuite dans toute la chambre se traduit par une diminution et une homogénéisation des fluctuations dans toute la chambre surtout au PMB. Néanmoins, dans les deux cas, nous observons des fluctuations plus importantes dans la partie supérieure gauche de la chambre au début de la compression ( $\Theta = -140$  dv). Cette augmentation est due à la déformation de la structure tourbillonnaire principale par les résidus du jet de soupape principale qui se coupe complètement à  $-140$ dv. La principale différence entre les deux cas vient des fluctuations sur les bords de la chambre qui sont toujours plus grandes dans le cas avec injection. La zone de fortes fluctuations située en  $x = 20$  mm et  $y = 80$  mm sur les champs du cas REF est due à une réflexion qui sature l'image de particules et biaise les différents champs.

En fin de compression, les fluctuations HF se concentrent autour du centre du tumble comme les fluctuations BF. De plus, comme les fluctuations BF, les fluctuations HF sont plus importantes pour le cas sans injection.

La présence de l'injection modifie donc les fluctuations dans la chambre avec une forte augmentation des fluctuations BF et HF au moment de l'injection, principalement à l'emplacement du spray. Mais à la fin de la compression, la tendance s'est inversée puisque les fluctuations sont plus faibles pour le cas avec injection. L'écoulement gazeux est donc stabilisé à la fin de la compression mais contient aussi moins de fluctuations à petite échelle.

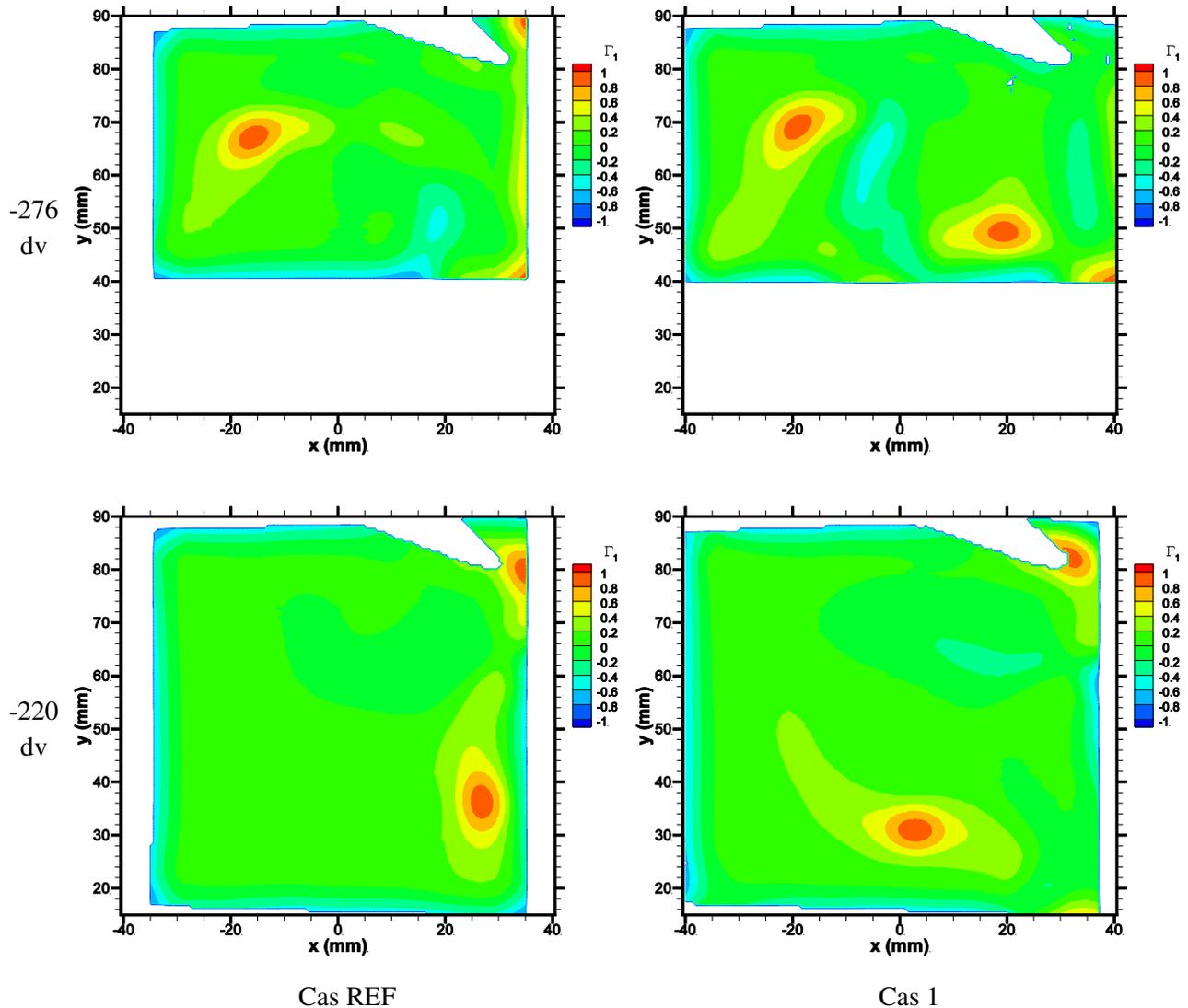
### V.2.3. Structure caractéristique du moteur : le tumble

Le tumble est une structure caractéristique de l'écoulement d'air dans notre moteur. L'objectif de cette structure est de conserver l'énergie jusqu'à la fin de la compression afin d'assurer un niveau de turbulence suffisant pour favoriser le développement rapide de la combustion. Sa stabilité et son intensité sont déterminantes dans l'état du mélange et il représente un bon indicateur de la qualité du mélange à la fin de la compression.

#### V.2.3.1. Formation du tumble

Le tumble est un mouvement de roulement qui s'installe dans toute la chambre suivant un axe de rotation perpendiculaire au plan étudié. Il est généré par le jet de soupape principal qui s'enroule sur

lui-même comme nous l'avons vu précédemment (cf Section I.1.3.1). L'enroulement qui a lieu durant les premiers instants de l'admission peut donc être assimilé à la formation du tumble. Il s'agit cependant d'un abus de langage pour ces instants puisque l'écoulement est fortement tridimensionnel et que le tumble n'est pas encore établi dans toute la chambre (Cao, 2015 ; Buhl, 2016).



**Figure 144.** Champ de détection des structures tourbillonnaires par le critère  $\Gamma_1$  à  $\Theta = -276$  dv et  $\Theta = -220$  dv pour le cas REF et le cas 1

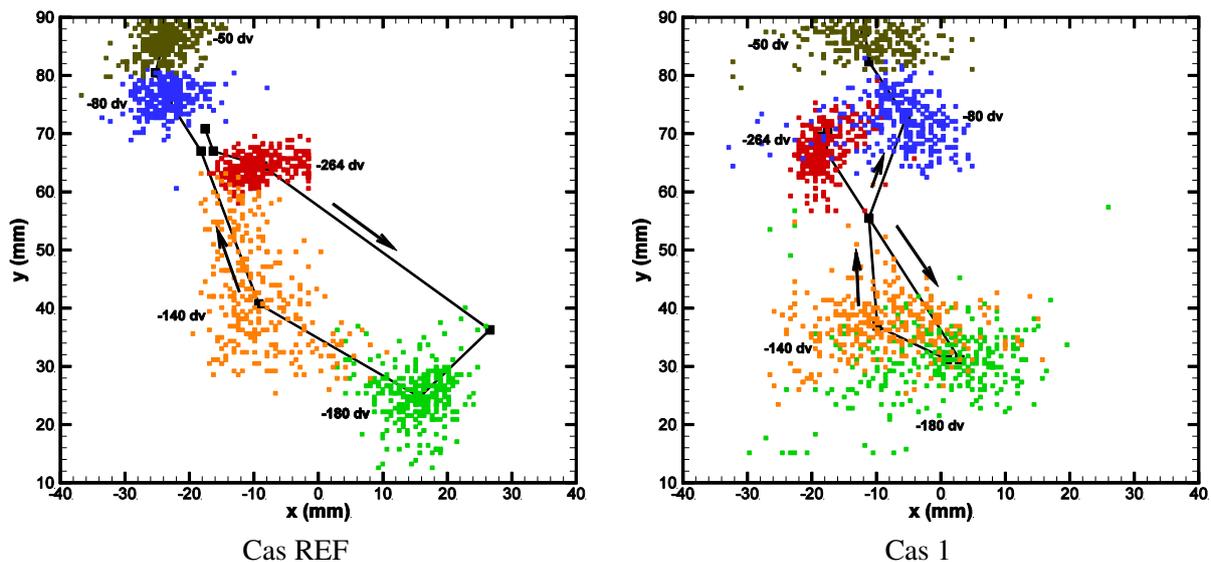
La Figure 144 présente la cartographie du critère  $\Gamma_1$  (cf Section IV.2.1.4) pour chaque cas pendant l'injection ( $\Theta = -276$  dv) et après la fin de l'injection ( $\Theta = -220$  dv). Dans le cas sans injection, il n'existe qu'un seul tourbillon dans le sens trigonométrique dans la chambre dès le début du cycle comme l'indique le champ à  $-276$  dv de la Figure 144. La zone en bleu où  $\Gamma_1$  est négatif correspond à la rencontre entre les jets de soupapes principal et secondaire. Le tourbillon relevé à côté des soupapes d'admission est une petite recirculation derrière celles-ci qui ne joue aucun rôle dans la formation du tumble. A  $-220$  dv, nous détectons un unique tourbillon dans la chambre (hormis celui derrière les soupapes) indiquant qu'à partir de cet angle, l'enroulement du jet de soupape principal forme le tourbillon principal de l'écoulement dans la chambre. C'est à cet angle que les champs de vitesses moyennes (Figure 133 et Figure 134) ont montré que le tumble est établi dans toute la chambre.

En revanche, en présence de l'injection, le champ  $\Gamma_1$  à -276 dv présenté Figure 144 indique que l'écoulement comporte deux tourbillons dans le sens trigonométrique. Celui de gauche est formé par l'enroulement du jet de soupape principal et sera considéré comme le tumble par analogie au cas sans injection, tandis que celui de droite correspond à la recirculation qui se forme en tête du spray. Ces deux structures tourbillonnaires sont donc en concurrence pendant l'injection. Après la fin de l'injection, un seul tourbillon est détecté dans la chambre : c'est le tumble. Ce changement de structure est probablement lié au rapprochement des deux centres de tourbillons qui peuvent avoir fusionné pour n'en former qu'un seul. Des mesures à des angles intermédiaires seraient nécessaires pour confirmer cette hypothèse.

### V.2.3.2. Trajectoire du tumble

Le suivi de l'emplacement moyen et instantané du tumble est réalisé pour chaque cas grâce au critère  $\Gamma_1$ . L'emplacement du tumble est relevé sur les champs filtrés BF qui mettent en évidence les structures grandes échelles de l'écoulement. L'emplacement moyen du tumble relevé est identique sur les champs moyens complet et BF. Le filtrage n'introduit donc aucun biais dans la détection du centre du tumble.

La Figure 145 présente la trajectoire moyenne du centre du tumble pour chaque cas ainsi que son emplacement sur les champs instantanés à certains angles du cycle. Dans les deux cas, le centre est placé aux alentours de  $x = -15$  mm et  $y = 70$  mm et ne se déplace quasiment pas au cours de la phase correspondant à l'injection.



**Figure 145.** Trajectoire moyenne du centre de tumble (en noir) et emplacements du centre de tumble sur les champs instantanés pour différents angles du cycle (en couleur) pour le cas REF et le cas 1

A partir de  $\Theta = -220$  dv, la trajectoire du centre du tumble est modifiée par la présence du spray. En effet, sans injection, le centre du tumble se place dans le coin inférieur droit de la chambre au moment de sa formation complète puis revient vers la gauche de la chambre. Il remonte ensuite très rapidement vers le coin supérieur gauche de la chambre où il reste confiné pendant la fin de la compression. Par contre, avec injection, le tumble se forme dans l'axe médian de la chambre ( $x = 0$  mm) et  $y$  reste jusqu'au PMB. Il commence ensuite à remonter vers le haut de la chambre comme pour le cas sans injection. En revanche, le centre du tumble reste proche de l'axe de la chambre et remonte moins vite. Jusqu'à  $\Theta = -100$  dv, le tumble reste à mi-hauteur de l'espace effectif de la chambre

(espace compris entre la culasse et le piston à l'angle considéré) dans le cas avec injection alors qu'il est déjà placé dans le coin supérieur gauche de la chambre à cet angle du cycle dans le cas sans injection.

La présence de l'injection maintient donc plus le tumble au centre de la chambre tout au long du cycle. Il termine ainsi sa course sous la bougie en toute fin de compression au lieu de se déporter sous les soupapes d'échappement comme dans le cas sans injection.

### V.2.3.3. Dispersion du centre de tumble

La représentation des centres de tumble relevés sur les champs instantanés (Figure 145) indique qu'il y a une certaine instabilité cyclique de la position du tumble. La détection du tumble sur les champs instantanés n'est pas toujours exacte, c'est pourquoi certains centres sont isolés et localisés très loin du centre moyen, notamment au PMB dans le cas 1.

Les écarts-types de la position du tumble suivant les axes X et Y sont tracés en fonction de l'angle vilebrequin sur la Figure 146. D'abord, la position du tumble est plus instable pour les angles proches du PMB. En effet, l'enroulement au début de l'admission se produit à un endroit précis qui varie peu, tandis que le tumble est trop contraint par la compression pour présenter une dispersion spatiale en fin de compression. Nous observons que la dispersion des centres instantanés est privilégiée suivant l'axe horizontal X dans le cas 1. En revanche, dans le cas REF, nous observons le comportement inverse avec une dispersion privilégiée suivant l'axe vertical Y entre -220 dv et -100 dv.

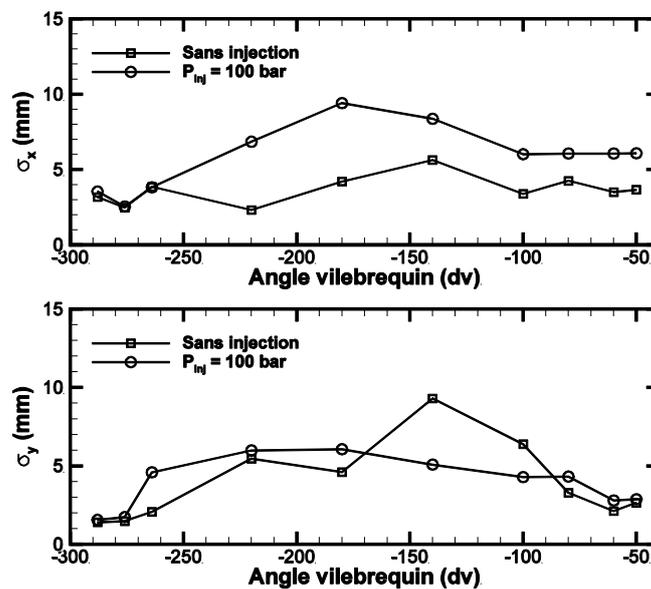


Figure 146. Ecart-types de la position du tumble suivant X et Y au cours du cycle pour le cas REF et le cas 1

Ces courbes confirment que, hormis pour les trois premiers angles correspondant à l'injection, l'instabilité de la position du tumble est plus importante en présence de l'injection, surtout suivant l'axe horizontal, comme nous pouvions aussi le constater sur la Figure 145. Suivant l'axe vertical, les écarts-types des deux cas sont proches même s'il est légèrement supérieur dans le cas 1 excepté à -140 dv et -100 dv. La dispersion des centres instantanés représentée pour  $\Theta = -140$  dv sur la Figure 145 confirme visuellement la forte dispersion des centres suivant l'axe vertical dans le cas sans injection.

L'injection diminue donc la stabilité spatiale du tumble en augmentant principalement les variations de position suivant l'axe horizontal.

Les fluctuations BF après  $\Theta = -60$  dv présentées Figure 140 sont plus faibles dans le cas avec injection alors que la position du tumble est plus stable sans injection à ces instants (Figure 146). La diminution des fluctuations à la fin de la compression en présence de l'injection n'est donc pas nécessairement synonyme d'une stabilisation du tumble.

#### V.2.3.4. Taux de tumble

Le taux de tumble est un nombre adimensionnel qui représente l'énergie contenue dans la grande structure tourbillonnaire de l'écoulement. Une fois complètement formé, le tumble contient alors la majorité de l'énergie de l'écoulement.

Le taux de tumble correspond au moment cinétique normalisé et est calculé à partir de :

$$T_z = \frac{\sum_i m_i (\overrightarrow{OM} \wedge \vec{V}) \cdot \vec{z}}{\sum_i m_i (\overrightarrow{OM} \cdot \overrightarrow{OM})} \cdot \frac{60}{2\pi N} \quad \text{Eq. 30}$$

Dans cette équation, O représente le centre de référence et M le point où la vitesse  $\vec{V}$  est considérée. Comme les variations locales de masse peuvent être négligées, la masse  $m_i$  au point M est simplifiée. Dans cette étude, le point O correspond au centre du tumble obtenu à partir des champs de la fonction  $\Gamma_1$ . Enfin, le taux de tumble est calculé dans une région de  $30 \times 30 \text{ mm}^2$  centrée sur le centre du tumble. Les effets de bord et l'impact des autres structures tourbillonnaires sont ainsi rejetés de ce calcul.

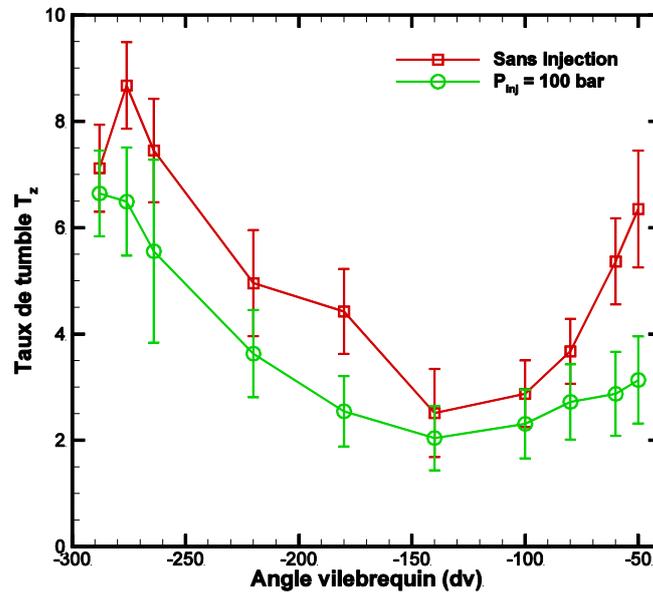


Figure 147. Taux de tumble moyen et son écart-type au cours du cycle pour le cas REF et le cas 1

Le taux de tumble moyen au cours du cycle est représenté sur la Figure 147. Son évolution au cours du cycle est identique pour les deux cas. Il diminue dans un premier temps au cours de l'admission jusqu'à  $\Theta = -140$  dv qui correspond à la fermeture complète des soupapes d'admission. Et dans un second temps, il augmente pendant la compression.

Néanmoins, le spray diminue clairement le taux de tumble dès le début de l'injection. Alors que le taux de tumble est quasiment égal dans les deux cas à -288 dv, il diminue en présence du spray à -276 dv alors qu'il augmente sans injection. A partir de cet angle, l'écart entre les deux cas reste environ constant jusqu'au PMB avant de se réduire à la fermeture des soupapes d'admission. Enfin, à la fin de la compression, le taux de tumble redevient nettement supérieur sans injection puisque  $T_z = 6,35$  dans le cas REF contre  $T_z = 3,13$  dans le cas 1. Ainsi, la perte de vitesse que nous avons observée au niveau de l'enroulement du jet de soupape principal en présence du spray se répercute directement sur l'énergie contenue dans le tumble au cours de la suite du cycle.

Les barres d'incertitude placées sur le graphe du taux de tumble représentent l'écart-type du taux de tumble sur les 300 champs instantanés calculé en prenant la position instantanée du centre de tumble comme référence O. Globalement, les écarts-types des deux cas sont similaires sauf à deux phases du cycle :  $\Theta = -264$  dv et après  $\Theta = -60$  dv. D'abord, à -264 dv, la fluctuation du taux de tumble est environ deux fois plus importante avec injection. La manière dont le spray se développe dans la chambre peut fortement faire varier la vitesse d'enroulement du jet de soupape principal et induire un écart-type important pour le taux de tumble à cet angle du cycle. Ensuite, à la fin de la compression ( $\Theta \geq -60$  dv), l'écart-type est plus important dans le cas sans injection. Cet écart-type supérieur est en accord et explique l'augmentation des fluctuations BF (Figure 140) observée en l'absence d'injection malgré une plus faible dispersion spatiale du tumble.

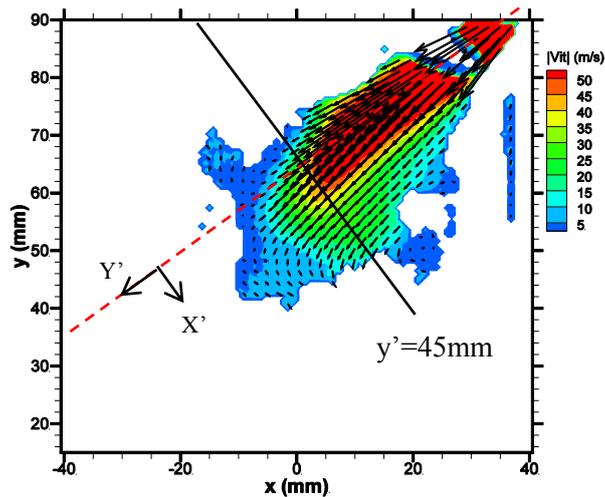
### **V.3. Modification du développement du spray par l'aérodynamique du gaz et influence de la pression d'injection**

La réponse du spray à l'aérodynamique du gaz est mise en évidence dans le moteur pour montrer l'influence d'un écoulement turbulent sur le développement du spray par rapport à une injection dans un gaz au repos. Le développement du spray dépendant de la pression d'injection (cf Chapitre II), l'influence de la pression d'injection sur les modifications du spray et de l'aérodynamique interne est également analysée.

#### **V.3.1. Impact de l'aérodynamique du gaz sur le spray**

Le cycle avec une injection à 100 bar (cas 1 du Tableau 8) est comparé avec l'injection du spray à 100 bar dans la chambre statique (cas 2c dans le Chapitre IV) pour mettre en évidence les différences de développement du spray entre les deux cas.

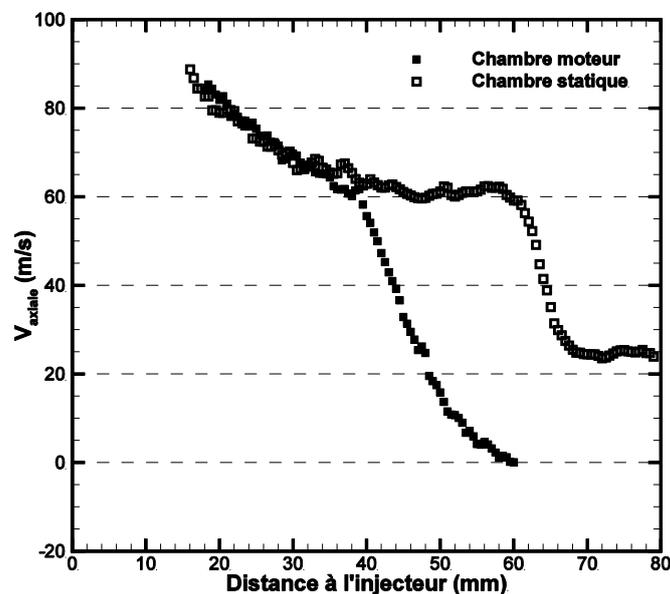
Afin de pouvoir comparer le développement du spray entre les deux dispositifs, nous étudions le spray dans un repère lié à l'injecteur dans chaque cas. Un nouveau repère ( $X', Y'$ ) basé sur l'axe de l'injection, représenté en rouge sur la Figure 148, est donc défini dans le moteur pour correspondre à celui défini dans la chambre statique. L'angle de rotation de ce repère par rapport au repère d'origine ( $X, Y$ ) est de  $35,8^\circ$ . Dans cette partie, la vitesse axiale désigne la composante de vitesse suivant l'axe de l'injection.



**Figure 148.** Champs de vitesses moyennes du spray à  $\Theta = -276$  dv pour le cas 1 et définition du repère  $(X', Y')$

### V.3.1.1. Ralentissement du spray

Sur la Figure 149, les profils de vitesses axiales sont tracés suivant l'axe de l'injection  $Y'$  dans les deux chambres (statique et moteur) en fonction de la distance au nez de l'injecteur pour un délai  $t = 2$  ms ASOI dans la chambre statique correspondant à  $\Theta = -276$  dv dans le moteur. Le développement du spray dans la chambre du moteur est ainsi comparé à celui observé dans la chambre statique pour une pression d'injection  $P_{inj} = 100$  bar.



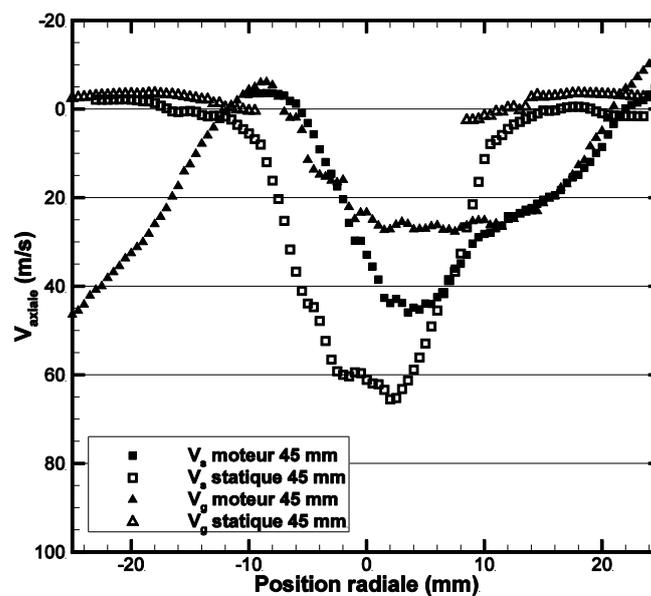
**Figure 149.** Profils des vitesses moyennes axiales du spray suivant l'axe  $Y'$  pour une injection dans la chambre statique et une injection dans la chambre du moteur à  $P_{inj} = 100$  bar à  $t = 2$  ms ASOI

La progression du spray est moins importante en présence de l'aérodynamique que dans un gaz au repos. Dans sa partie dense, le spray conserve la même vitesse dans les deux chambres, mais le spray subit un important ralentissement au-delà de 40 mm de distance à l'injecteur dans la chambre du

moteur alors qu'il se produit plus loin de l'injecteur (60 mm) dans la chambre statique. Le spray dans le moteur est complètement à l'arrêt à 60 mm de l'injecteur alors qu'il a encore une vitesse de 20 m/s dans le gaz au repos au-delà de cette position. L'aérodynamique du gaz n'a donc un effet que sur la tête du spray, zone où il est le moins dense.

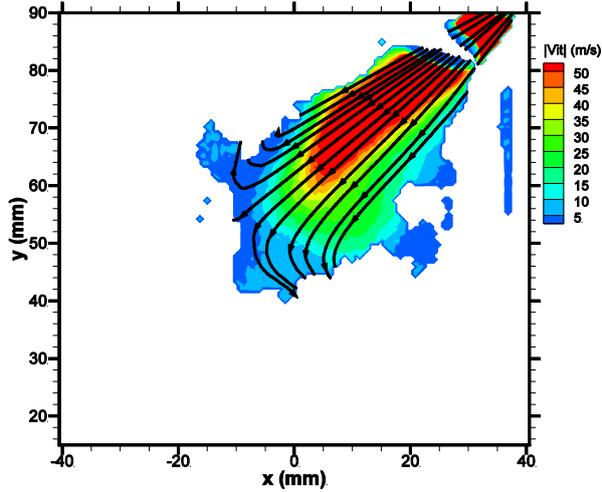
### V.3.1.2. Dissymétrie du spray

Vue du spray, l'aérodynamique interne de la chambre représente un flux d'air qui le cisaille, l'entraîne ou s'oppose à lui. Les profils radiaux de vitesses axiales du spray et du gaz sont extraits à 45 mm de l'injecteur pour  $P_{inj} = 100$  bar et sont présentés Figure 150. Les profils obtenus dans la chambre statique sont superposés avec ceux obtenus dans le moteur. Le maximum de la vitesse du spray est décalé sur la droite de l'axe du spray alors qu'il est bien centré dans la chambre statique. De plus, dans le moteur, une dissymétrie apparaît à droite du spray où l'air entre dans le spray. L'égalité des vitesses des deux phases dans cette zone indique que les gouttes à droite du spray sont accélérées par la recirculation. Cette accélération n'apparaît pas sur le profil de vitesses du spray dans la chambre statique car à 45 mm de l'injecteur, nous sommes en amont de la recirculation. A cette distance de l'injecteur, c'est le phénomène d'entraînement d'air qui se produit. Le mouvement d'air est donc perpendiculaire à la direction de propagation du spray et ne peut donc pas accélérer les gouttes.

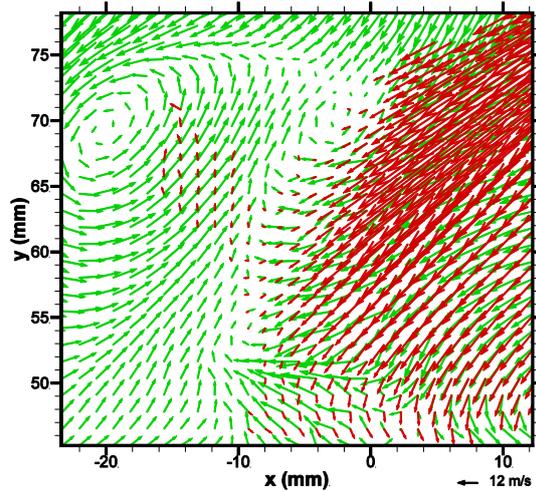


**Figure 150.** Profils radiaux suivant l'axe X' des vitesses moyennes axiales du spray (carré) et du gaz (triangle) pour une injection dans la chambre statique et une injection dans la chambre du moteur pour  $P_{inj} = 100$  bar à  $t = 2$  ms ASOI et à 45 mm de l'injecteur

A partir des lignes de courant du spray dans le moteur présentées Figure 151, nous constatons que, malgré la dissymétrie observée sur les profils radiaux de vitesses (Figure 150), le spray n'est pas dévié tant que sa vitesse est supérieure à 10 m/s environ comme le montrent les lignes de courant droites. Le flux d'air qui remonte du piston (C) s'oppose à l'avancement du spray sans le dévier. La Figure 152, présentant la superposition des champs de vitesses moyennes des deux phases, indique que ce flux d'air freine principalement la partie gauche du spray, expliquant le décalage de vitesse du spray vers la droite.



**Figure 151.** Lignes de courant du spray dans le moteur superposées au champ coloré par la norme de la vitesse à  $\Theta = -276$  dv pour  $P_{inj} = 100$  bar

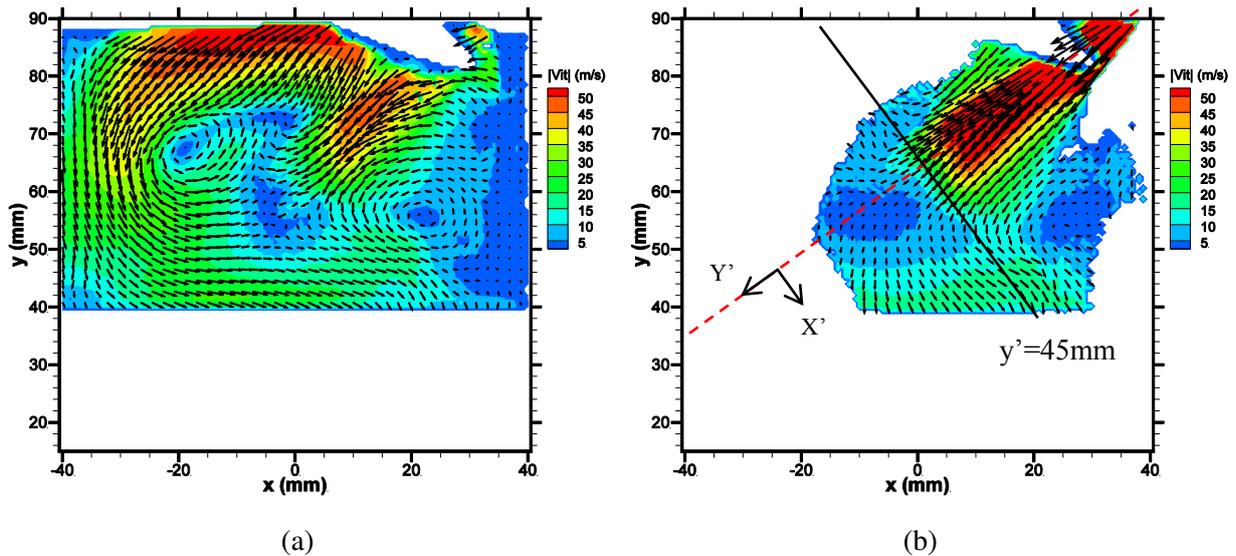


**Figure 152.** Champs superposés des vitesses moyennes du gaz (vert) et du spray (rouge) à  $\Theta = -276$  dv pour  $P_{inj} = 100$  bar

De plus, dans la chambre statique, les recirculations sont symétriques de part et d'autre du spray puisqu'elles forment un tore (cf Chapitre IV). En revanche, dans le moteur, la recirculation du gaz formée sur la gauche du spray est faiblement développée (Figure 152). En effet, la remontée du flux d'air (C) s'oppose à sa formation.

### V.3.2. Influence de la pression d'injection sur la modification du spray

L'influence de la pression d'injection sur les modifications de développement du spray lié à l'aérodynamique du gaz est étudiée dans cette partie. Des cycles avec une injection à 100 bar et une injection à 50 bar, respectivement cas 1 et cas 2 (Tableau 8), sont donc comparés et mis en parallèle avec des injections aux mêmes conditions dans la chambre statique.

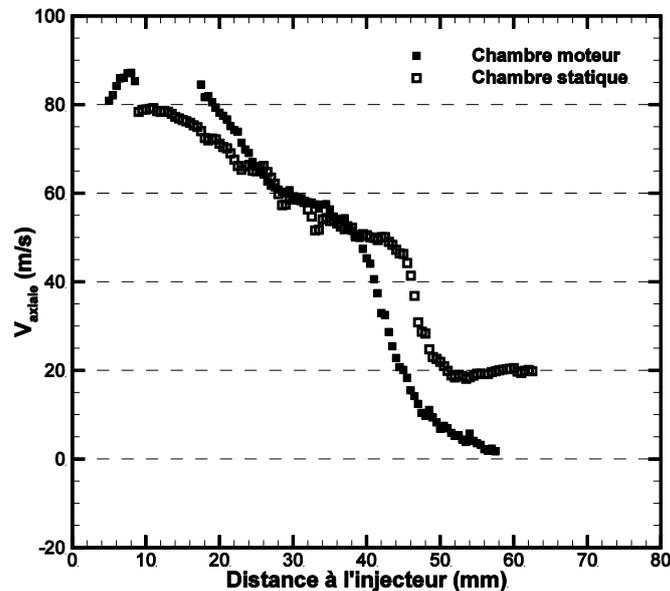


**Figure 153.** Champs de vitesses moyennes (a) du gaz et (b) du spray à  $\Theta = -276$  dv pour le cas 2

Les champs de vitesses moyennes du spray et du gaz sont présentés Figure 153 pour le cas 2 correspondant à  $P_{inj} = 50$  bar pour  $\Theta = -276$  dv, soit  $t = 2$  ms ASOI.

### V.3.2.1. Ralentissement du spray

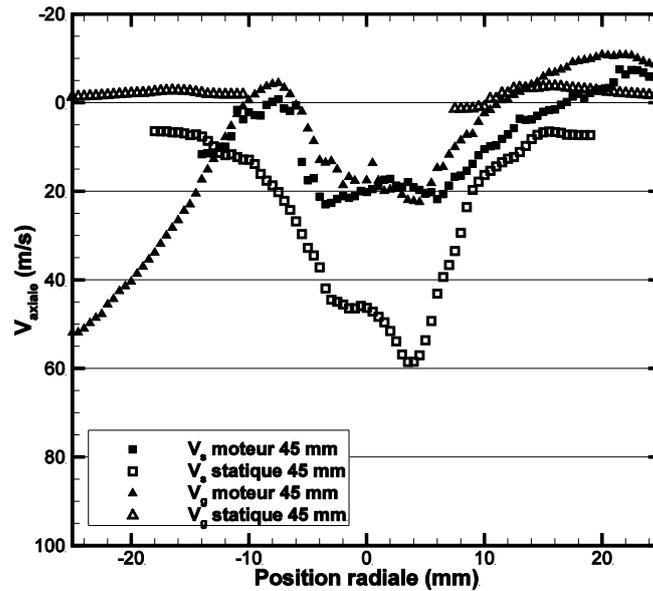
La Figure 154 présente les profils de vitesses moyennes axiales du spray à 50 bar dans la chambre et dans le moteur. Par comparaison avec la Figure 149, nous constatons que l'augmentation de la pression d'injection augmente la vitesse de sortie du spray et sa longueur de propagation dans un gaz au repos. Par contre, dans la chambre du moteur, seule la vitesse de sortie est augmentée puisqu'à 50 bar, le ralentissement soudain du spray ainsi que son arrêt complet ont lieu à des distances à l'injecteur quasiment identiques à celles observées à 100 bar. Cette similitude entre les deux pressions d'injection est probablement due à l'effet de confinement imposé par la position encore relativement haute du piston. Néanmoins, la décélération en tête de spray est plus progressive à 50 bar. La pression d'injection a donc moins d'effet sur la progression du spray dans la chambre du moteur que dans la chambre statique.



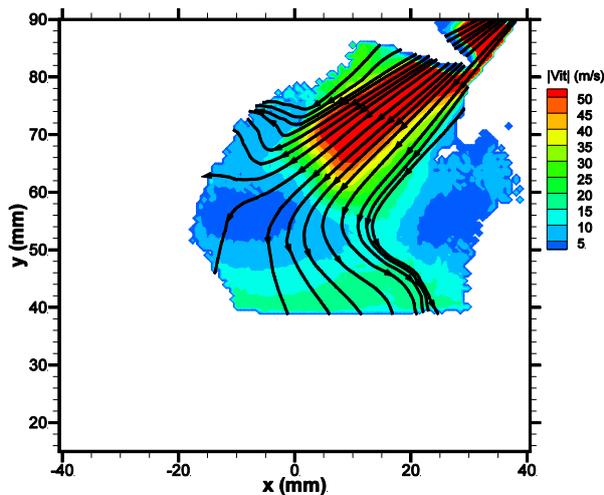
**Figure 154.** Profils des vitesses moyennes axiales du spray suivant l'axe Y' pour une injection dans la chambre statique et une injection dans la chambre du moteur à  $P_{inj} = 50$  bar à  $t = 2$  ms ASOI

### V.3.2.2. Dissymétrie du spray

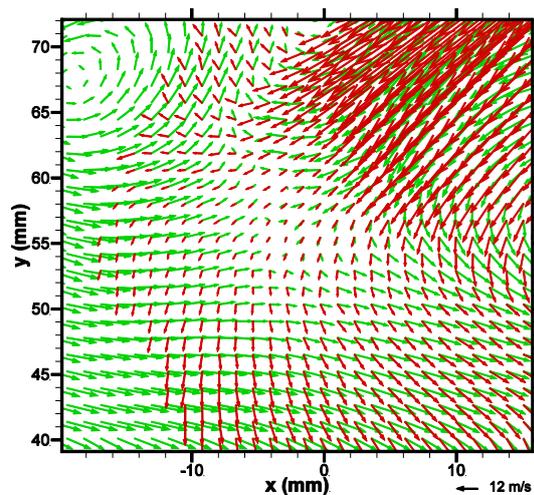
Les profils radiaux de vitesses axiales du spray et du gaz à 45 mm de l'injecteur pour  $P_{inj} = 50$  bar sont présentés Figure 155. Dans la chambre statique, le spray est toujours bien centré et ne présente aucune dissymétrie comme pour une injection à 100 bar. Dans le moteur, le maximum de la vitesse axiale est aussi centré contrairement à ce qui est observé à 100 bar (Figure 150). De plus, la dissymétrie observée à droite du spray à 100 bar est nettement moins marquée à 50 bar. En raison du raccourcissement du spray à 50 bar, le profil de vitesses est situé en aval de la recirculation (Figure 153). Il n'y a donc pas d'accélération des gouttes du spray par la recirculation puisque la vitesse axiale de l'air est inférieure à celle du spray dans cette zone.



**Figure 155.** Profils radiaux suivant l'axe X' des vitesses moyennes axiales du spray (carré) et du gaz (triangle) pour une injection dans la chambre statique et une injection dans la chambre du moteur pour  $P_{inj} = 50$  bar à  $t = 2$  ms ASOI et à 45 mm de l'injecteur



**Figure 156.** Lignes de courant du spray dans le moteur superposées au champ coloré par la norme de la vitesse à  $\Theta = -276$  dv pour  $P_{inj} = 50$  bar



**Figure 157.** Champs superposés des vitesses moyennes du gaz (vert) et du spray (rouge) à  $\Theta = -276$  dv pour  $P_{inj} = 50$  bar

La Figure 156 représente les lignes de courant du spray dans le moteur à 50 bar superposées au champ coloré de la norme de vitesse du spray. Nous observons que les gouttes du spray sont d'avantage ralenties en tête de spray que pour  $P_{inj} = 100$  bar. La Figure 157, présentant la superposition des champs de vitesses moyennes des deux phases, indique que le flux d'air (C) remonte du piston bien dans l'axe du spray à 50 bar. Le spray est donc uniformément ralenti sur toute sa largeur, expliquant le maintien du maximum de vitesse dans l'axe de l'injection. Les gouttes du spray sont ainsi plus facilement entraînées par le flux transverse qui longe le piston de la gauche vers la droite quand la pression d'injection est plus faible.

De plus, la recirculation du gaz formée sur la gauche du spray, qui est faiblement développée à 100 bar, est inexistante à 50 bar (Figure 157). En effet, la remontée du flux d'air (C) l'empêche de se former. Ainsi, au lieu de recirculer vers la partie supérieure du spray, les gouttes qui sont déviées vers l'extérieur du spray sont directement entraînées dans l'enroulement du jet de soupape principale.

La pression d'injection pilote donc entièrement le développement du spray dans sa partie dense quel que soient les conditions aérodynamiques du gaz. En revanche, dans sa seconde partie, l'évolution du spray est encore contrôlée par la pression d'injection mais peut être modifiée par l'application d'une aérodynamique.

### **V.3.3. Influence de la pression d'injection sur les modifications de l'aérodynamique interne liées à la présence du spray**

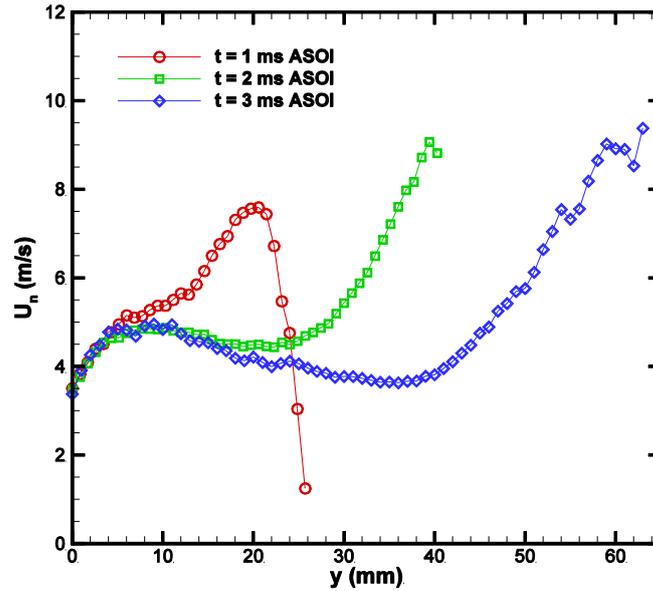
L'influence de la pression d'injection sur l'aérodynamique interne est maintenant étudiée. Nous nous appuyons à nouveau sur la comparaison des cas 1 et 2 pour étudier cette influence.

#### **V.3.3.1. Entrée d'air latérale dans le spray**

A la suite d'une injection dans la chambre du moteur, une rentrée d'air dans le spray est observée sur les côtés de celui-ci. A gauche, le jet de soupape est légèrement orienté vers l'intérieur du spray mais devient rapidement coaxial avec le spray (Figure 134). Par contre, à droite du spray, nous observons un entraînement d'air normal à la surface latérale du spray du même type que ce qui a été observé dans la chambre statique.

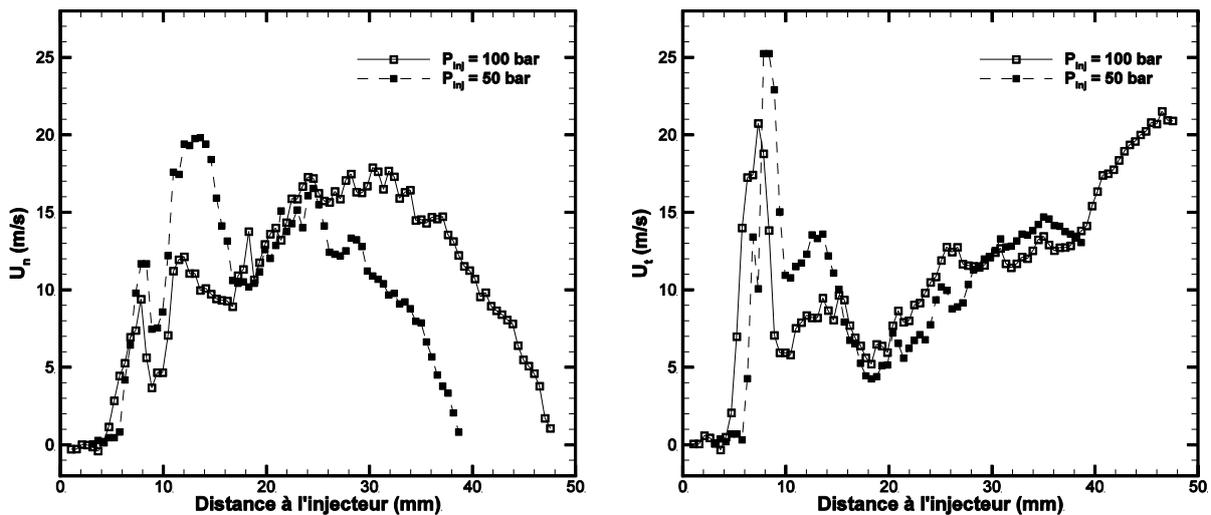
En comparant les champs de vitesses moyennes réalisés dans le moteur à ceux réalisés dans la chambre statique (Figure 123), nous observons que les vitesses de l'air qui rentre sur le côté du spray sont nettement plus grandes dans le cas du moteur. La Figure 158 rappelle les profils de vitesses normales de l'air le long de la frontière du spray pour différents instants dans le cas de la chambre statique. A 2 ms ASOI, la vitesse normale atteint un maximum de 8 à 10 m/s proche de la recirculation. Les profils de vitesses normales  $U_n$  et tangentiels  $U_t$  du gaz suivant la frontière du spray dans le moteur sont présentés Figure 159 pour les deux pressions d'injection. Les pics de vitesse observés pour une distance à l'injecteur inférieure à 18 mm sont dus à la recirculation derrière les soupapes d'admission. Ce phénomène étant indépendant de l'entraînement d'air, les courbes de vitesses dans le moteur ne sont analysées qu'au-delà de 20 mm de l'injecteur. Ainsi, la composante normale de la vitesse du gaz est 1,5 à 2 fois plus grande dans le moteur. La préexistence d'une aérodynamique favorise donc l'entrée d'air dans le spray si elle est orientée favorablement.

De plus, le confinement dû au piston rapproche la recirculation de l'injecteur dans le moteur. En effet, en relevant la position des recirculations, nous constatons qu'à 50 bar, elle se situe à environ 41 mm de l'injecteur dans la chambre statique contre 38 mm dans le moteur, et qu'à 100 bar, elle se situe à environ 50 mm dans la chambre statique contre 45 mm dans le moteur. La surface d'échange entre les deux phases disponible entre l'injecteur et le centre de la recirculation est donc réduite dans le moteur.



**Figure 158.** Profils des vitesses normales de l'air le long de la frontière du spray à différents instants ASOI pour une injection à 100 bar dans un gaz au repos

Dans la partie supérieure du spray, l'entrée d'air se produit à la même vitesse dans les deux cas. Au-delà de 25 mm en aval de l'injecteur, la vitesse normale du gaz chute pour le cas 2 alors qu'elle continue d'augmenter pour le cas 1 jusqu'à environ 30 mm de l'injecteur. Cette chute de la composante normale de la vitesse correspond à la limite d'une zone similaire à la zone d'entraînement d'air quasi-stationnaire observée dans la chambre statique (cf Section IV.2.2.3). En aval, l'écoulement est dans la zone d'influence de la recirculation. La vitesse normale atteint aussi zéro aux environs de la position du centre de la recirculation. Parallèlement, la vitesse tangentielle du gaz augmente en s'éloignant de l'injecteur. Le gaz s'oriente donc progressivement suivant l'axe du spray jusqu'à lui être colinéaire au niveau de la recirculation.

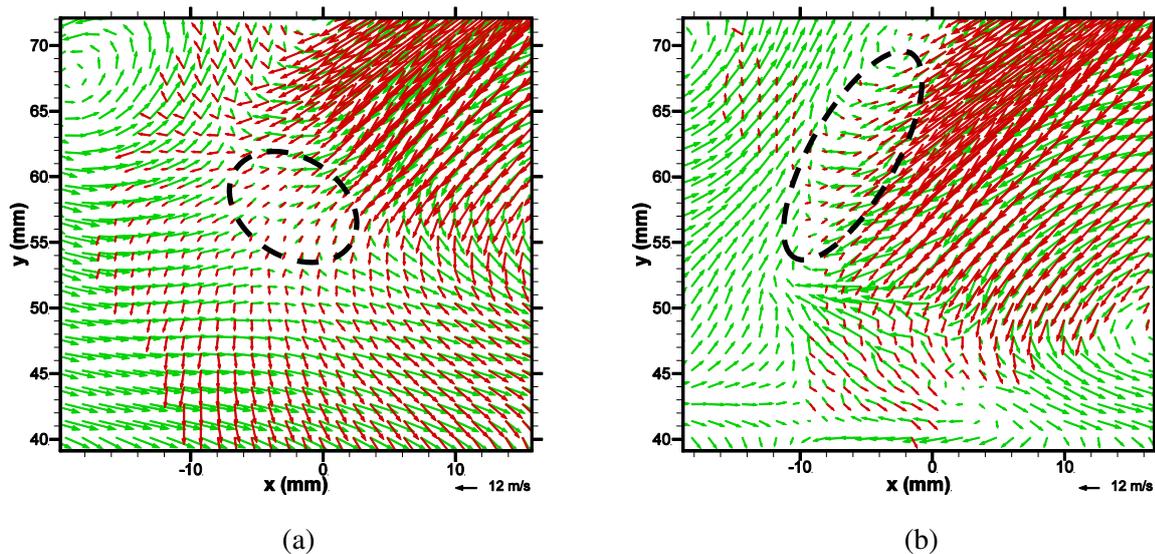


**Figure 159.** Profils des vitesses normales  $U_n$  et tangentielles  $U_t$  du gaz suivant la frontière du spray dans le moteur à  $\Theta = -276$  dv pour le cas 1 et le cas 2

### V.3.3.2. Comportement en tête de spray

Sur la Figure 160, les vitesses moyennes du gaz (en vert) et du spray (en rouge) sont au niveau de la tête du spray sont superposées. Dans le cas d'une injection à 50 bar, le spray ainsi que l'air qu'il entraîne en son cœur rencontre le flux d'air (C) à environ 20 mm du piston et génère une zone d'arrêt dans l'écoulement du gaz au niveau de la zone entourée en noir sur la Figure 160a. Les gouttes du spray ne s'arrêtent cependant pas complètement en raison de leur inertie. Dans cette zone, le flux d'air (C) se divise en plusieurs flux à la rencontre du flux d'air, descendant, entraîné par le spray. Cette déviation se produit probablement aussi perpendiculairement au plan de mesure. Dans le plan d'étude, une première partie passe à gauche du spray pour refermer l'enroulement du jet de soupape principal tandis qu'une seconde partie s'écoule parallèlement au piston entre ce dernier et le spray, favorisant ainsi à la recirculation à droite du spray. Ce second flux d'air est aussi à l'origine de la déviation privilégiée des gouttes du spray vers la gauche qui impactent néanmoins en partie le piston.

Pour une injection à 100 bar, dont les champs superposés de vitesses moyennes des deux phases sont présentés Figure 160b, le flux d'air (C) est dévié en amont de la tête du spray. Le flux d'air (C) remonte alors principalement à gauche du spray vers le jet de soupape principal créant une zone d'arrêt sur le bord gauche du nez du spray (zone entourée en noir sur la Figure 160b). Ainsi, l'écoulement d'air transverse au ras du piston n'existe plus, et le spray atteint directement le piston. L'air entraîné dans le cœur du spray se divise en deux. Une partie s'oppose au flux d'air (C) (zone entourée en noir) et l'autre est entraînée dans la recirculation de droite.

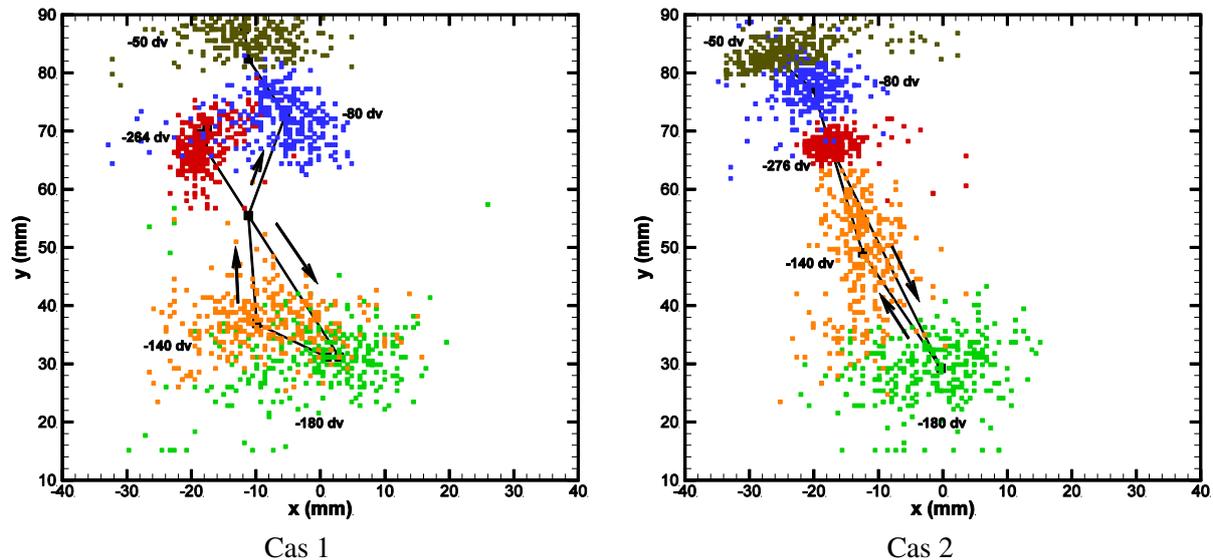


**Figure 160.** Champs superposés des vitesses moyennes du gaz (vert) et du spray (rouge) zoomés sur la tête du spray à  $\Theta = -276$  dv pour (a)  $P_{inj} = 50$  bar et (b)  $P_{inj} = 100$  bar

### V.3.3.3. Modification du tumble

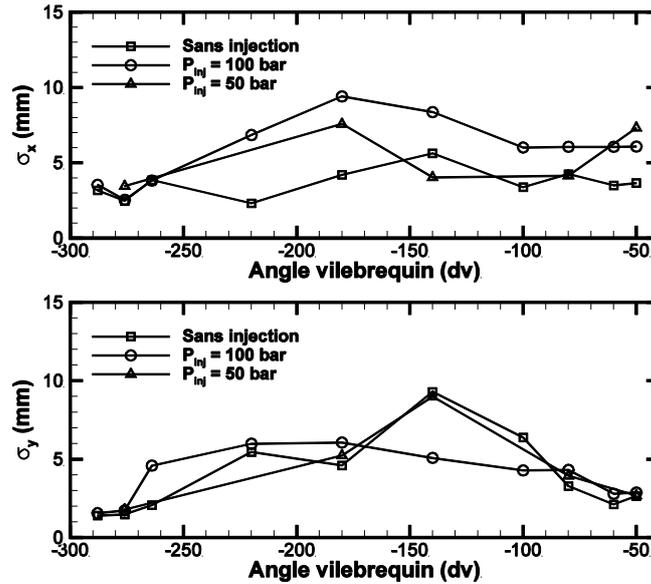
La trajectoire moyenne du centre du tumble est d'abord présentée Figure 161 pour les deux pressions d'injection. La position du centre est identique entre les deux cas pour la phase d'admission jusqu'au PMB. L'enroulement du jet de soupape principal, auquel est assimilé le tumble durant l'injection, reste donc localisé en moyenne aux mêmes coordonnées de la chambre quelle que soit la pression d'injection. Le second tourbillon dans l'écoulement, également présent pour  $P_{inj} = 50$  bar (Figure 153), place le tumble au centre de la chambre une fois complètement formé.

En revanche, durant la phase de compression, l'impact d'une injection à 50 bar sur la trajectoire du tumble est faible puisque la trajectoire du tumble ressemble alors d'avantage à celle observée en absence d'injection. En effet, à 50 bar tout comme en absence d'injection, le centre du tumble remonte dans le haut de la chambre tôt dans la phase de compression et se dirige vers le coin supérieur gauche de celle-ci. Au contraire, à 100 bar, le centre du tumble reste localisé à hauteur médiane de la chambre jusqu'à un angle plus tardif du cycle et termine sa course proche de l'axe vertical médian de la chambre.



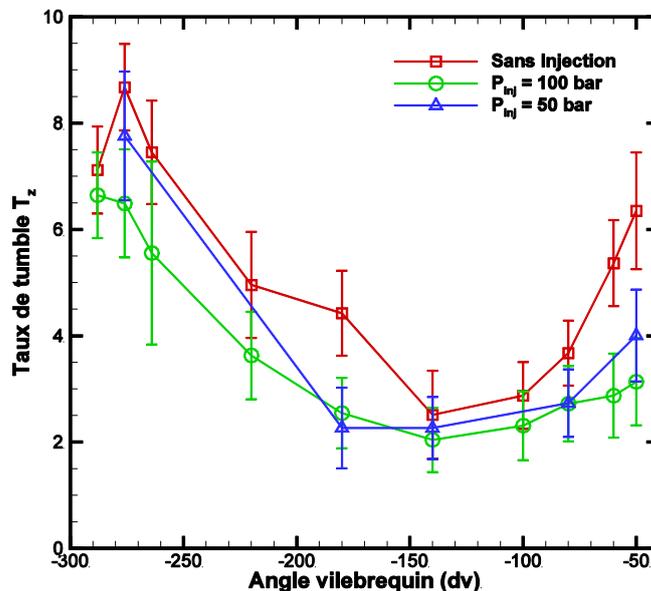
**Figure 161.** Trajectoire moyenne du centre de tumble (en noir) et emplacements du centre de tumble sur les champs instantanés pour différents angles du cycle (en couleur) pour le cas 1 et le cas 2

Ensuite, l'évolution de l'écart-type de la position du centre du tumble suivant X et Y est représentée sur la Figure 162 pour les cas REF, 1 et 2. La dispersion des centres pour une injection à 50 bar est similaire à celle relevée pour une injection à 100 bar durant l'admission. Au PMB, elle est néanmoins légèrement inférieure au cas 1 dans les deux directions. Durant la compression, la stabilité du tumble pour le cas 2 est au contraire similaire à celle du cas REF avec notamment une correspondance parfaite de l'écart-type suivant Y. Nous observons cependant que la dispersion en position suivant X pour  $\Theta = -50$  dv est la plus grande pour  $P_{inj} = 50$  bar.



**Figure 162.** Ecart-types de la position du tumble suivant X et Y au cours du cycle pour le cas REF, le cas 1 et le cas 2

Enfin, l'évolution du taux de tumble représenté Figure 163 indique que la présence d'une injection à 50 bar diminue l'énergie du tumble durant tout le cycle par rapport au cas sans injection. La vitesse d'enroulement du jet de soupape principal est plus grande à 50 bar qu'à 100 bar, mais entre -180 dv et -80 dv, le taux de tumble est quasiment identique pour les deux pressions d'injection. En fin de compression l'énergie contenue dans le tumble redevient plus importante quand on diminue la pression d'injection.



**Figure 163.** Taux de tumble et son écart-type au cours du cycle pour le cas REF, le cas 1 et le cas 2

La diminution de la pression d'injection réduit donc l'impact du spray sur l'aérodynamique du gaz. Durant l'injection, la plus faible longueur de pénétration du spray à 50 bar évite la séparation complète de l'écoulement en deux zones dans le plan de mesure en laissant passer une partie du jet de

souape principal le long du piston. Ainsi, l'enroulement de ce dernier acquiert une plus grande vitesse qui se conserve pendant le cycle et se manifeste en fin de compression par un taux de tumble plus élevé pour  $P_{inj} = 50$  bar que pour  $P_{inj} = 100$  bar.

#### V.4. Influence de la stratégie d'injection

Les résultats présentés précédemment ont permis de mieux comprendre les interactions entre le spray essence et l'aérodynamique interne du moteur dans le cas d'une injection précoce menant à la formation d'un mélange homogène. Nous avons constaté les implications de la présence du spray sur l'aérodynamique du gaz au cours du cycle, en particulier son influence en fin de compression malgré son injection précoce. Ces résultats soulèvent des interrogations sur l'impact d'une injection tardive, qui correspond à une stratégie de stratification du mélange, sur les interactions gaz-spray. Le cas d'une injection réalisée durant la compression est donc étudié. L'injection est réalisée à 100 bar à  $\Theta = -140$  dv, soit au moment de la fermeture complète des soupapes d'admission.

Les images moyennes du spray sont présentées à  $-100$  dv et  $-80$  dv sur la Figure 164. Le niveau de gris témoigne de la présence des gouttes du spray. Plus le niveau de gris est élevé, plus la probabilité qu'il y ait des gouttes à chaque cycle est élevée. Le spray s'est très peu évaporé à ces angles du cycle contrairement à ce qui est observé lors d'une injection précoce. En outre, les gouttes du spray restent principalement localisées dans la partie gauche de la chambre.

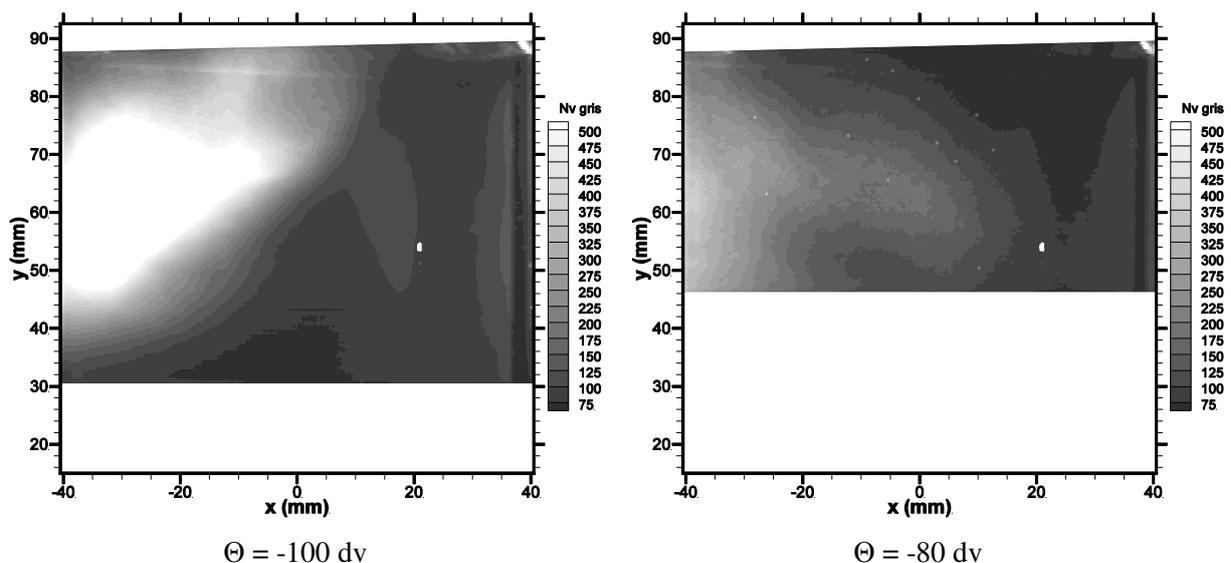


Figure 164. Images moyennes de fluorescence du spray à  $\Theta = -100$  dv et  $\Theta = -80$  dv pour le cas 3

Les champs de vitesses moyennes sont présentés Figure 165 pour les deux phases après la fin de l'injection. L'absence de mesure de vitesse dans la partie droite du champ pour le spray confirme le confinement des gouttes dans la partie gauche autour du centre de tumble. Le tumble, qui est déjà complètement structuré au moment de l'injection, dévie le spray vers la gauche. Les gouttes sont retenues près du centre du tumble et donc se dispersent moins dans la chambre.

De plus, l'écoulement du gaz est aussi accéléré par rapport à ce qui a été observé en absence d'injection ou avec une injection précoce. Injecter le spray à cet angle du cycle fournit une quantité supplémentaire d'énergie au gaz car le spray est orienté dans le sens de l'écoulement. Le taux de tumble est en effet augmenté à  $-100$  dv puisque  $T_z = 4,33$  contre  $T_z = 2,87$  pour le cas REF et  $T_z = 2,31$  pour le cas 1. Cependant, contrairement au cas sans injection ou à injection précoce, le taux de tumble

diminue dans la suite de la compression avec  $T_z = 2,84$  à  $\Theta = -80$  dv. Ainsi, la présence tardive des gouttes favorise la désintégration du tumble notamment en raison de la traînée qu'elles génèrent.

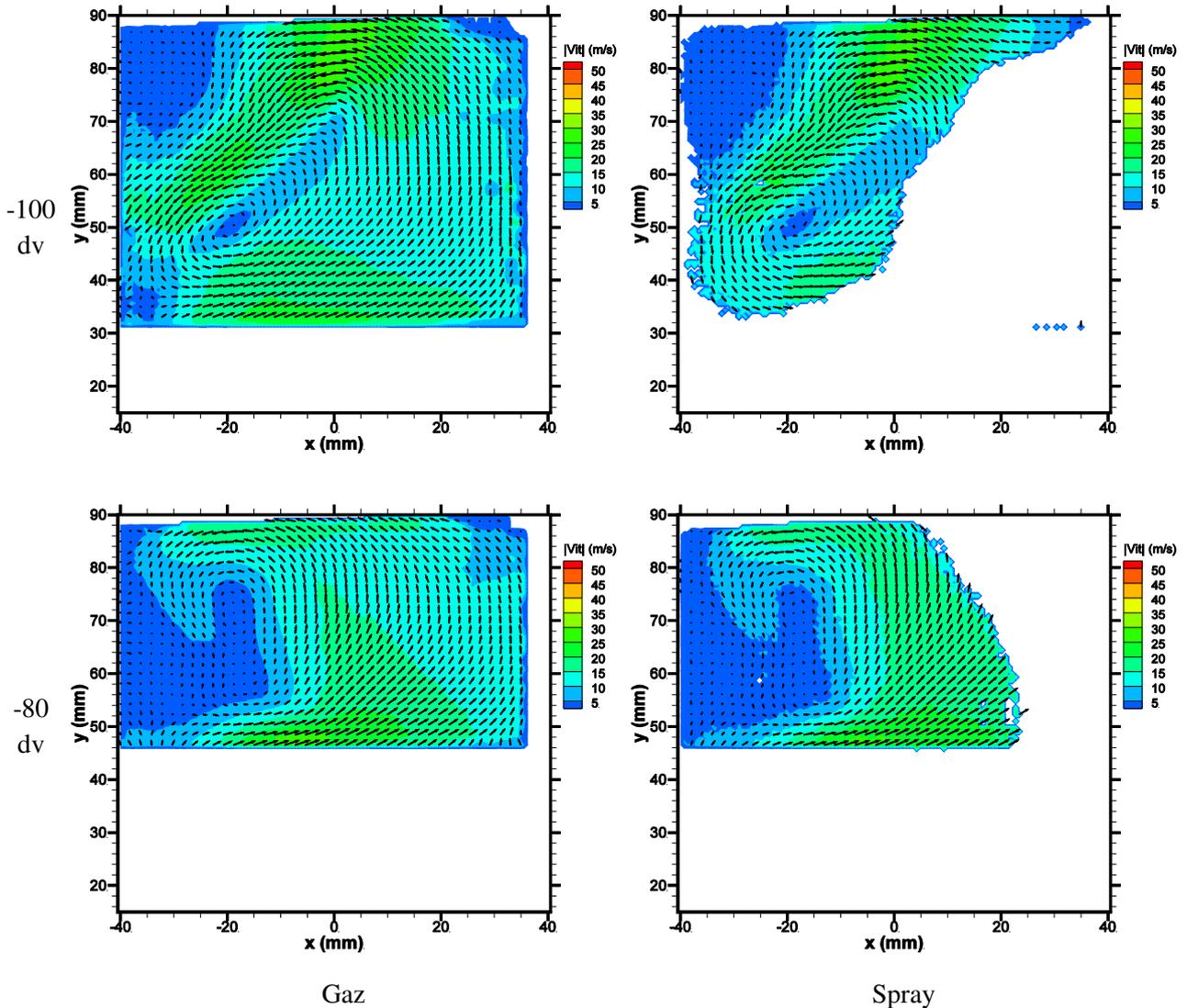


Figure 165. Champs de vitesses moyennes du gaz et du spray à  $\Theta = -100$  dv et  $\Theta = -80$  dv pour le cas 3

Ces quelques observations permettent de constater que les caractéristiques du mélange en fin de compression sont différemment modifiées en fonction du timing d'injection. Les gouttes sont concentrées dans une zone particulière de l'écoulement, comme l'exige la stratégie de stratification du mélange, mais cette concentration préférentielle de gouttes perturbe la trajectoire et l'intensité du tumble. Ainsi, l'emplacement du tumble en fin de compression est primordial dans cette stratégie d'injection pour assurer l'acheminement du carburant au niveau de la bougie. L'injection tardive permet aussi d'augmenter l'énergie du tumble avant sa désintégration, permettant ainsi d'atteindre un niveau de turbulence plus élevé en fin de compression pour favoriser la propagation du front de flamme.

### V.5. Conclusions

Ce chapitre a permis de mettre en évidence les interactions dynamiques entre les phases liquide et gazeuse dans un moteur grâce à l'utilisation de la PIV diphasique par fluorescence. Les

modifications de l'aérodynamique interne du moteur dues à l'injection ont été mises en évidence. L'impact de la pression d'injection sur ces phénomènes ainsi que sur la réponse du spray face à l'écoulement gazeux a aussi été établie.

La présence du spray modifie principalement l'écoulement gazeux au cours de l'injection en séparant l'écoulement dans notre plan d'étude en deux parties. La partie gauche contenant l'enroulement du jet de soupape principal est peu modifiée d'un point de vue topologique au contraire de la partie droite dans laquelle le jet de soupape secondaire disparaît au profit de l'apparition d'une recirculation en tête du spray. En revanche, les vitesses dans la chambre sont globalement fortement diminuées par l'injection.

Les modifications de l'aérodynamique interne engendrées par l'injection tendent à s'atténuer au cours du cycle mais restent notables jusqu'à la fin de la compression. La vitesse de l'écoulement est globalement inférieure jusqu'à la fin de la compression en cas d'injection.

L'injection perturbe aussi les fluctuations liées aux variations cycliques et à la turbulence des petites échelles. En séparant ces deux contributions, une diminution des fluctuations BF a été observée. Elles sont principalement situées au niveau du centre du tumble seulement sur la fin du cycle. De même, les fluctuations des petites échelles diminuent en présence de l'injection. Globalement, la présence de l'injection réduit les fluctuations de l'écoulement en augmentant la dissipation visqueuse.

La séparation des contributions par filtrage ne permet cependant pas d'associer clairement chaque fluctuation à la variation cycle-à-cycle ou à la turbulence. Afin d'améliorer la classification des fluctuations, il serait nécessaire de procéder à une décomposition des champs plus évoluée telle que la décomposition orthogonale propre (POD) (Voisine et al., 2011) ou à une classification en familles des cycles par les coefficients temporels de la POD ou par clustering (Cao et al., 2014).

L'étude du tumble met en évidence la modification de sa formation et l'emplacement de son centre par la présence du spray. Le tumble est d'avantage maintenu au centre de la chambre en présence de l'injection et termine sa course au niveau de la bougie d'allumage. De plus, sa position est plus instable d'un cycle à un autre. Enfin, la réduction des vitesses du gaz se traduit par une diminution du taux de tumble qui est donc moins énergétique en cas d'injection.

La présence de l'aérodynamique dans le moteur modifie principalement la zone peu dense du spray par rapport à son développement dans la chambre statique. Ainsi, le profil radial de vitesse du spray et l'apparition des recirculations présentes dans la chambre statique deviennent dissymétriques. De plus, la réduction de la pression d'injection a un impact moins important sur l'évolution du spray pour une injection en présence d'une aérodynamique formée que pour une injection dans un gaz au repos.

De plus, la baisse de la pression d'injection entraîne une réduction de l'entraînement latéral d'air comme dans la chambre statique dans le plan d'étude. Le jet de soupape principal ne remonte plus entièrement vers la culasse quand la pression d'injection diminue. La réduction de la longueur de pénétration du spray autorise une partie du jet de soupape principal à passer le long du piston et alimenter la recirculation à droite du spray.

Pour une pression d'injection  $P_{inj} = 50$  bar, le tumble évolue de la même manière que dans le cas à 100 bar durant l'admission puis suit la même trajectoire que dans le cas sans injection durant la

compression. Le tumble regagne un peu d'intensité par rapport au cas à 100 bar mais est aussi plus instable.

Enfin, la stratégie de stratification du mélange montre une nouvelle répartition des gouttes du spray qui se concentrent préférentiellement autour du centre du tumble, rendant particulièrement important l'emplacement du tumble en fin de compression. La présence d'un grand nombre de gouttes en fin de compression semble aussi participer aussi à la diminution du taux de tumble.

## Conclusion générale et perspectives

L'optimisation des processus se produisant dans des milieux diphasiques nécessite aujourd'hui de mieux contrôler les mécanismes se produisant dans les deux phases du milieu. Ce travail de thèse mené dans le cadre du projet ESSENCYELE et financé par l'ADEME (Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie) s'inscrit dans cette problématique des écoulements diphasiques de type gaz-gouttes. Ce travail est plus particulièrement centré sur l'injection d'un spray essence. Il vise à améliorer la compréhension de l'interaction entre la phase liquide et la phase gazeuse au cours d'une injection.

Lors de cette étude, des sprays issus de deux types d'injecteur essence (monotrou et 7 trous) ont été étudiés pour deux dispositifs expérimentaux. Le premier dispositif consiste en une chambre statique permettant de réaliser des injections à pression atmosphérique dans un gaz au repos. Ce dispositif a permis la mise au point et la validation d'un protocole expérimental pour l'obtention des champs de vitesses 2D instantanés et simultanés des deux phases. Il repose sur l'application de la technique de Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) combinée avec des colorants fluorescents qui permet d'accéder à la vitesse relative entre les phases, particulièrement importante dans les interactions entre phases. L'entraînement d'air ainsi que son impact sur le développement du spray ont été étudiés et comparés pour les deux types d'injecteurs. L'influence de la pression d'injection sur les mécanismes d'entraînement d'air et du développement du spray a aussi été étudiée. Le second dispositif correspond à un moteur monocylindre transparent équipé pour l'injection directe avec l'injecteur 7 trous. Des mesures avec et sans injection ont été réalisées pour mettre en évidence l'impact de la présence du spray sur l'aérodynamique interne du moteur et comprendre les mécanismes impliqués dans la formation du mélange air-carburant. L'influence de la pression et du phasage de l'injection dans le cycle sur les mécanismes physiques ont également été investigués.

- **Synthèse des résultats obtenus**

L'analyse bibliographique réalisée au premier chapitre a montré que le contrôle de la formation du mélange air-carburant dans un moteur à injection directe essence est complexe en raison de l'intervention de nombreux paramètres : atomisation du spray, aérodynamique interne et géométrie de la chambre. Les variations de mélange au moment de l'allumage sont plus importantes avec l'injection directe par rapport à l'injection indirecte, et particulièrement dans une stratégie de stratification du mélange. La complexité du processus d'atomisation du spray joue un rôle dans la difficulté à assurer la stabilité du mélange à chaque cycle. La distribution en taille des gouttes, résultant des atomisations primaire et secondaire, et la vitesse relative entre les phases sont des paramètres déterminants pour les mécanismes d'interaction tels que la traînée ou le transfert de quantité de mouvement. L'étude de ces mécanismes requiert donc l'utilisation de diagnostics fournissant les champs de vitesses 2D instantanées et simultanées des deux phases. Des études précédentes mettent en évidence les difficultés rencontrées par la technique de PIV classique dans les écoulements diphasiques pour séparer les deux phases. La taille équivalente des particules d'ensemencement du gaz et des plus petites gouttes du spray ainsi que le fort différentiel de vitesse entre les deux phases sont les principales difficultés dans l'étude d'un spray dense. Ainsi, la méthode la plus adaptée à son étude s'avère être la séparation spectrale des phases dès l'acquisition avec le marquage de chaque phase par un colorant fluorescent différent.

L'injecteur monotrou et l'injecteur 7 trous ont été caractérisés par ombroscopie et par granulométrie Malvern. L'injecteur monotrou génère un spray conique creux ayant un grand angle d'ouverture d'environ  $80^\circ$ . Son spray présente une recirculation importante des gouttes en bord de nappe. La recirculation de gouttes est intensifiée quand la pression d'injection augmente. De plus, le diamètre de Sauter de ce spray dans sa partie centrale (hors tête et queue du spray) est environ  $25\ \mu\text{m}$  à 100 bar. L'injecteur 7 trous, quant à lui, forme un spray composé de 7 jets étroits et très directifs. Ainsi, ce spray progresse plus loin que celui de l'injecteur monotrou et possède une très faible ouverture. Il est aussi très peu sensible à la pression d'injection et le diamètre de Sauter pour sa partie centrale est environ  $13\ \mu\text{m}$  à 100 bar. Enfin, la taille de gouttes pour ces deux injecteurs diminue avec l'augmentation de la pression d'injection.

La méthodologie de mesure a été établie à partir d'injections réalisées dans la chambre statique. Deux lasers à 355 nm et 532 nm ont été utilisés pour fixer des délais PIV indépendants pour chaque phase et ainsi pouvoir s'adapter à la différence de dynamique entre les deux phases. Les deux colorants ont été choisis pour absorber chacun la longueur d'onde d'un des deux lasers et émettre une fluorescence dans des gammes spectrales séparées. Le colorant retenu pour marquer la phase gazeuse est le Stilbène 420 dissous dans une solution de méthanol et de glycérol, et celui retenu pour marquer la phase liquide est le Pyrrométhène 597. Les fluorescences de chaque phase sont séparées à l'aide d'un filtrage optique en plaçant 2 filtres passe-bande AGSP475 (3 mm d'épaisseur) et Sem414 (2 mm d'épaisseur), respectivement centré autour 420 nm et 414 nm, devant la caméra dédiée au gaz et 2 filtres passe-haut OG550 (3 mm d'épaisseur chacun) devant la caméra dédiée au spray. Un phénomène de lasing apparaît dans les gouttes d'ensemencement du gaz et ce rayonnement est ensuite diffusé par les gouttes du spray. Cette diffusion est à l'origine d'un signal parasite du spray sur les images du gaz qui est supprimé par l'utilisation du couple de colorants. En effet, le Pyrrométhène 597 dissous dans le spray absorbe la longueur d'onde du lasing, réduisant sa diffusion par les gouttes du spray. Enfin, la bonne séparation des signaux a été validée par une comparaison des images de particules et des champs de vitesses de chaque phase dans une zone où les deux phases sont présentes.

Les images de particules de chaque caméra sont recalées dans un repère commun à l'aide de polynômes de déformation basés sur des images de mires. Pour la phase gazeuse, un algorithme PIV classique basé sur une méthode sub-pixel multi-passe a été utilisé. En revanche, un algorithme de calcul inédit en deux parties a été mis en place pour la phase liquide. Une méthode mixte PTV/PIV a été appliquée dans les zones peu denses du spray et une méthode PIV avec des mailles allongées dans la direction de propagation du spray et déformables est appliquée dans les zones denses du spray. Cette méthode a été validée pour les deux types d'injecteur mais reste limitée pour les zones les plus denses du spray proche de la sortie de l'injecteur.

Les conditions particulières du moteur ont nécessité une adaptation de la nappe laser, l'installation de caches pour les réflexions laser et une augmentation du débit de production de particules d'ensemencement pour avoir suffisamment de traceurs dans la chambre de combustion à chaque cycle. Le recalage des images de particules de chaque caméra à l'aide des polynômes de déformation a également servi à corriger la déformation des images par le cylindre transparent. La mesure de vitesse par PIV par fluorescence a été validée dans ces conditions complexes. Elle ne montre aucun biais par rapport à la mesure par PIV par diffusion de Mie pour les champs moyens et un très faible écart de l'ordre de 0,1 pixel (i.e. 0,6 m/s) pour les champs instantanés.

L'application de la méthodologie de mesure développée a permis de caractériser les interactions gaz-liquide pour une injection dans un gaz au repos. Pour l'injecteur monotrou, la vitesse différentielle entre le spray et le gaz génère un cisaillement à l'origine de la formation de tourbillons à l'interface spray/gaz et de l'entraînement d'air latéral dans le spray. La mise en mouvement est privilégiée dans la

partie supérieure du spray où s'effectue la majorité du transfert de quantité de mouvement. Les gouttes du spray sont ensuite déviées par les structures cohérentes du gaz formées par le passage du spray. Le nombre de Stokes de la goutte, et donc son diamètre, pilote l'importance de la déviation des gouttes : les petites gouttes sont entraînées dans les recirculations et restent piégées dedans tandis que les grosses gouttes sont seulement déviées vers l'extérieur du spray. Ces structures tourbillonnaires du gaz qui dévient les gouttes du spray représentent aussi la région de l'écoulement où se concentre la majorité de l'énergie cinétique turbulente. L'étude de l'influence des conditions d'injection sur l'injecteur monotrou indique que ce paramètre ne modifie pas la nature des mécanismes d'interaction entre les phases et que seule leur intensité varie. La réduction de la pression d'injection de 100 bar à 50 bar ralentit le développement du spray et réduit l'impact du tourbillon gazeux sur la trajectoire des gouttes du spray. La diminution de la pression d'injection réduit également l'entraînement d'air et par conséquent le transfert d'énergie entre les phases, ce qui se traduit par des tourbillons à l'interface moins importants entraînant un niveau de turbulence du gaz plus faible après leur rupture.

L'étude de l'injecteur 7 trous a permis de mettre en évidence une interaction entre le gaz et le spray différente de celle observée pour l'injecteur monotrou. En effet, la densité et la grande longueur de pénétration du spray de l'injecteur 7 trous entraînent l'apparition de tourbillons moins intenses que pour l'injecteur monotrou qui sont placés en tête de spray plutôt qu'à l'interface entre les deux phases. Les gouttes du spray sont ainsi moins déviées vers l'extérieur résultant en une concentration préférentielle des gouttes au niveau de l'axe du spray après la fin de l'injection alors qu'elles étaient largement dispersées dans la chambre avec l'injecteur monotrou. De plus, l'entraînement d'air est moins rapide sur les côtés du spray mais plus intense à l'avant du spray en raison de la densité de son front. Enfin, l'analyse de l'énergie cinétique indique que le spray conique de l'injecteur monotrou favorise le transfert d'énergie du spray vers le gaz par rapport au spray étroit et dense de l'injecteur 7 trous.

L'interaction entre le gaz et le spray a ensuite été étudiée pour une configuration réaliste dans un moteur monocylindre. Il est apparu que l'injection directe d'un spray dans la chambre de combustion modifie grandement l'aérodynamique interne en séparant l'écoulement gazeux en deux parties. En présence de l'injection, le jet de soupape principal est confiné d'un côté, tandis que de l'autre côté, le jet de soupape secondaire disparaît au profit d'une recirculation induite par le spray. L'impact du spray sur l'aérodynamique interne s'atténue au cours du cycle mais perdure jusqu'à la fin de la compression. Les fluctuations ont été découpées en deux contributions : un ensemble de fluctuations dites « basse fréquence » (BF) liées aux fluctuations cycliques des grandes échelles de l'écoulement et un ensemble de fluctuations dites « haute fréquence » (HF) liées aux fluctuations des petites échelles de turbulence. Nous avons ainsi observé que la présence de l'injection diminue les fluctuations des petites et des grandes échelles de l'écoulement. La trajectoire du centre du tumble est aussi influencée par la présence du spray puisqu'il est maintenu au centre de la chambre durant la compression et termine sa course sous la bougie centrale en cas d'injection. Le taux de tumble en fin de compression est alors plus faible.

Concernant l'interaction inverse, l'aérodynamique présente dans le moteur n'a pas d'influence sur la partie dense du spray. En revanche, la zone moins dense en tête de spray est déformée par les différents flux d'air que rencontre le spray. Le spray progresse alors de manière dissymétrique avec une recirculation qui ne se développe que du côté du jet de soupape secondaire (à droite de la chambre). Le spray est ainsi accéléré dans sa moitié droite et ralenti dans sa moitié gauche.

De plus, la réduction de la pression d'injection a un impact moins important sur le développement du spray dans le moteur que ce qui a été observé dans un gaz au repos. La réduction de la pression d'injection entraîne un raccourcissement du spray qui se traduit par une diminution de l'entraînement d'air latéral et une modification du jet de soupape principal qui se sépare en deux. Une

partie du jet de soupape principal passe le long du piston vers la droite du spray pour alimenter la recirculation et une autre partie est déviée par la présence du spray et remonte vers la culasse à gauche du spray. Enfin, la pression d'injection ne modifie pas la phase de formation du tumble durant l'admission. Mais durant la compression, le tumble suit la même trajectoire pour un cycle avec une injection à 50 bar et un cycle sans injection. Nous constatons enfin que l'augmentation de la pression d'injection diminue le taux de tumble en fin de compression et stabilise l'écoulement.

Pour finir, l'injection stratifiée a montré une nouvelle répartition des gouttes qui sont concentrées autour du centre du tumble. Le grand nombre de gouttes non évaporées encore présentes dans cette stratégie d'injection en fin de compression participe à la diminution du taux de tumble par dissipation visqueuse.

- **Perspectives de l'étude**

De nombreux résultats ont été obtenus dans ce travail grâce à l'application du diagnostic de PIV diphasique par fluorescence. Ces résultats ouvrent de nouvelles perspectives, que ce soit en termes de contrôle des interactions entre des gouttes et un écoulement gazeux ou de possibilités offertes par ce diagnostic optique.

Le diagnostic optique mis en place nous a d'ores et déjà permis de caractériser l'impact du spray sur l'aérodynamique interne du moteur dans son plan de symétrie au cours de la majeure partie du cycle. Pour complètement caractériser l'impact du spray, il serait intéressant de quantifier le niveau de turbulence du milieu en fin de compression juste avant l'allumage. De plus, la modification des structures 3D pourrait être mieux appréhendée grâce à des mesures multi-plans ou par stéréo PIV. L'extension en 3D de la technique de PIV diphasique par fluorescence permettrait encore mieux d'étudier les effets tridimensionnels de l'écoulement diphasique dans la chambre. Cette perspective est particulièrement intéressante pour les zones où des flux d'air opposés se rencontrent ou pour les zones d'impact du spray avec la paroi ou le piston.

Les mesures réalisées dans cette étude ont permis d'analyser le cycle moteur par phase. L'adaptation du montage avec des caméras rapides et des lasers haute cadence, qui sont sans cesse améliorés, permettrait également de réaliser une description d'un cycle complet et ainsi d'analyser temporellement le cycle. Le diagnostic optique actuel ainsi que les différentes mesures complémentaires proposées sont de nouveaux outils pour étudier l'influence des différents paramètres de contrôle de la formation du mélange, tels que la géométrie des conduits d'admission ou du piston, dans des conditions réelles au lieu d'une aérodynamique pure.

L'interaction entre les grandes structures de l'écoulement et les gouttes a été étudiée dans le cadre de l'injection directe, mais ce diagnostic optique permettrait également d'étudier l'interaction des gouttes avec les échelles de turbulence dans des cas plus académiques de type turbulence de grille ou jet transverse. Notons que l'étude du comportement des plus petites échelles de turbulence sera toujours limitée par la capacité des particules d'ensemencement à suivre l'écoulement dans la technique de PIV. Toutes ces nouvelles connaissances offriront des données expérimentales très importantes pour développer et valider des modèles physiques pour les interactions entre les phases.

Dans le cadre de ces études académiques, le diagnostic de PIV diphasique par fluorescence pourrait être complété par des mesures de taille des gouttes liquides. Certaines techniques existent et peuvent être envisagées sous certaines conditions, en particulier la concentration en gouttes de l'écoulement. Nous pouvons citer par exemple la PDS (Planar Droplet Sizing) consistant à calculer le rapport entre le signal de fluorescence et le signal de diffusion de Mie (Le Gal et al., 1999 ; Werquin, 2001 ; Roy, 2008), l'imagerie optique de plus en plus performante avec l'amélioration des sources

lasers (Blaisot et Yon, 2005) ou encore l'imagerie interférométrique en défaut de mise au point (ILIDS) pour laquelle l'interfrange des franges d'interférences indique le diamètre de la goutte (Zama et al., 2005 ; Hardalupas et al., 2010 ; Brunel et al., 2014). Le couplage des informations de vitesse et de taille de gouttes permettrait alors d'affiner la compréhension des interactions entre les phases.

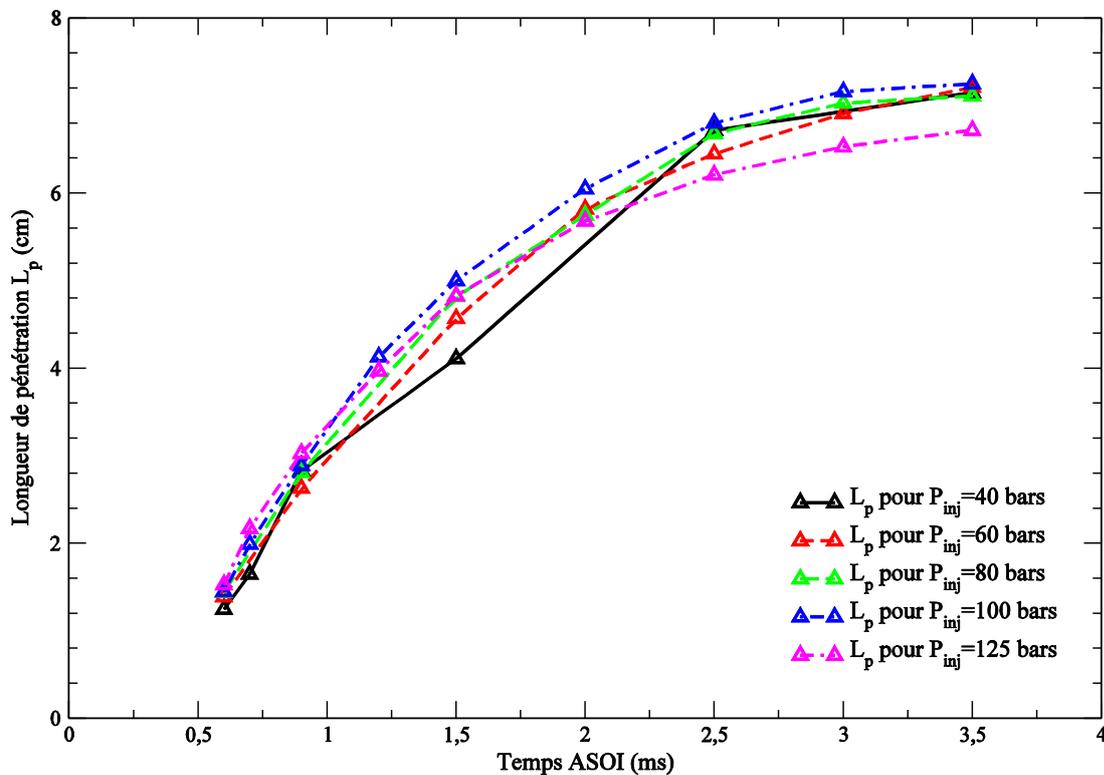
La qualité des résultats obtenus dans le contexte de l'injection directe essence pour un milieu si complexe offre enfin de bons espoirs de pouvoir l'appliquer avec succès sur d'autres processus industriels complexes. Nous pouvons penser aux aérosols ou aux extincteurs pour contrôler leur dispersion, à l'agriculture pour s'assurer que l'eau de l'arrosage ou les pesticides arrivent bien à l'endroit désiré, ou encore aux canons à neige ou aux sprays de peinture pour assurer une répartition uniforme.



## Annexe 1 : Influence de la pression d'injection $P_{inj}$ sur le développement du spray de l'injecteur monotrou

Les courbes représentant l'évolution de la longueur de pénétration du spray et de son angle de cône sont présentées ci-dessous pour l'injecteur monotrou.

La Figure 166 présente la longueur de pénétration du spray de l'injecteur monotrou pour plusieurs pressions d'injection  $P_{inj}$ . Nous observons que la pénétration du spray n'évolue quasiment pas malgré la forte variation de la pression d'injection.



**Figure 166.** Longueurs de pénétration du spray de l'injecteur monotrou en fonction de l'instant ASOI pour différentes pressions d'injection  $P_{inj}$

La Figure 167 présente l'angle de cône du spray de l'injecteur monotrou pour plusieurs pressions d'injection  $P_{inj}$ . Pour des pressions d'injection de 40 et 60 bar, l'angle de cône du spray diminue légèrement au cours de l'injection, alors que pour une pression d'injection supérieure à 80 bar, l'angle de cône du spray reste constant et vaut environ  $80^\circ$ .

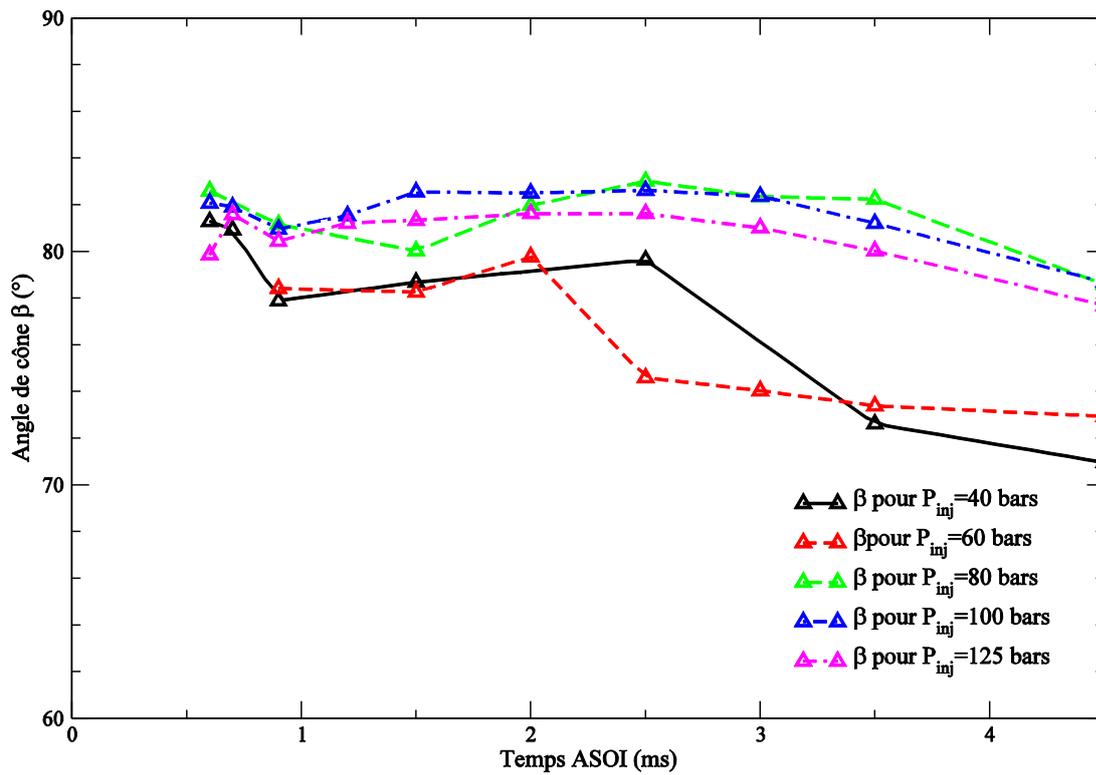


Figure 167. Angle de cône du spray de l'injecteur monotrou en fonction de l'instant ASOI pour différentes pressions d'injection  $P_{inj}$

La pression d'injection est donc un paramètre très peu influent pour la topologie et le développement du spray de l'injecteur monotrou.

## Annexe 2 : Influence de la contre-pression $P_c$ sur le développement du spray

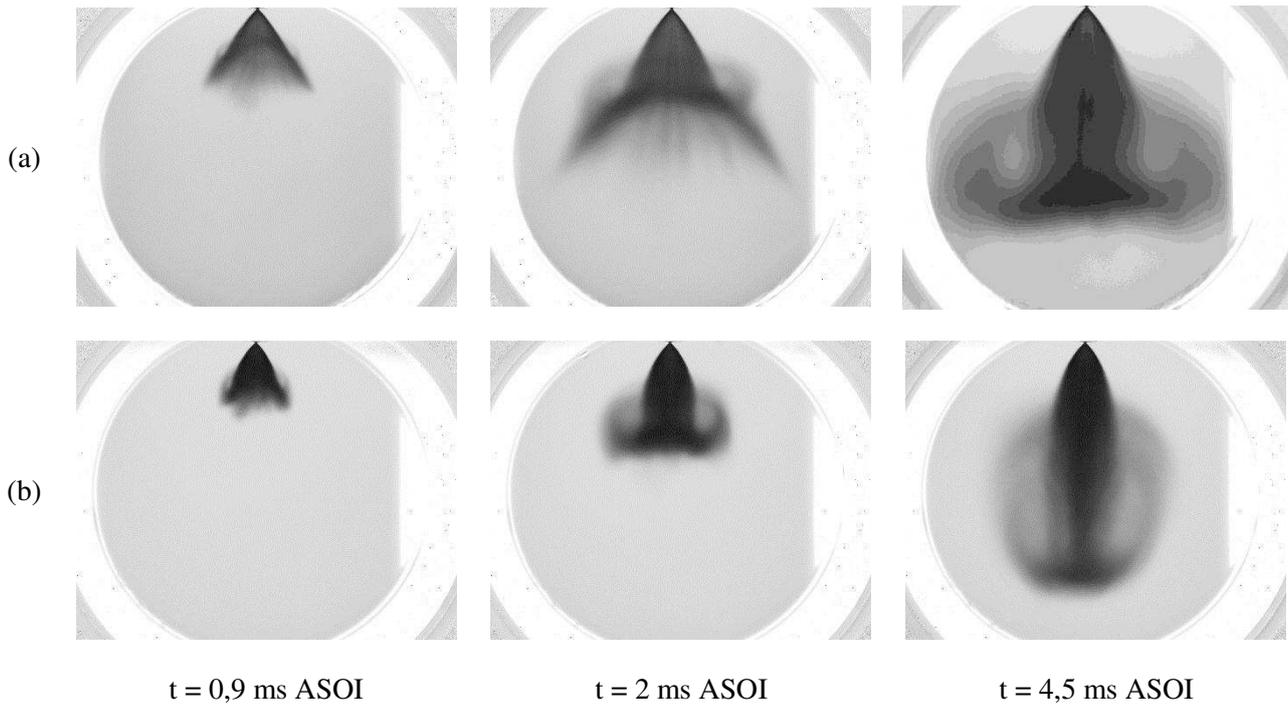
La contre-pression est un paramètre qui joue un rôle dans le développement du spray en fonction du milieu dans lequel a lieu l'injection. C'est par exemple le cas pour les injections dans les moteurs à combustion interne (Cossali et al., 1996). Aleiferis (2010) a montré pour un injecteur multitrou qu'à température ambiante, injecter en dépression augmente la pénétration et l'angle de cône du spray.

L'étude de l'influence de la contre-pression est faite avec des mesures à  $P_c = 3$  bar pour les deux injecteurs.

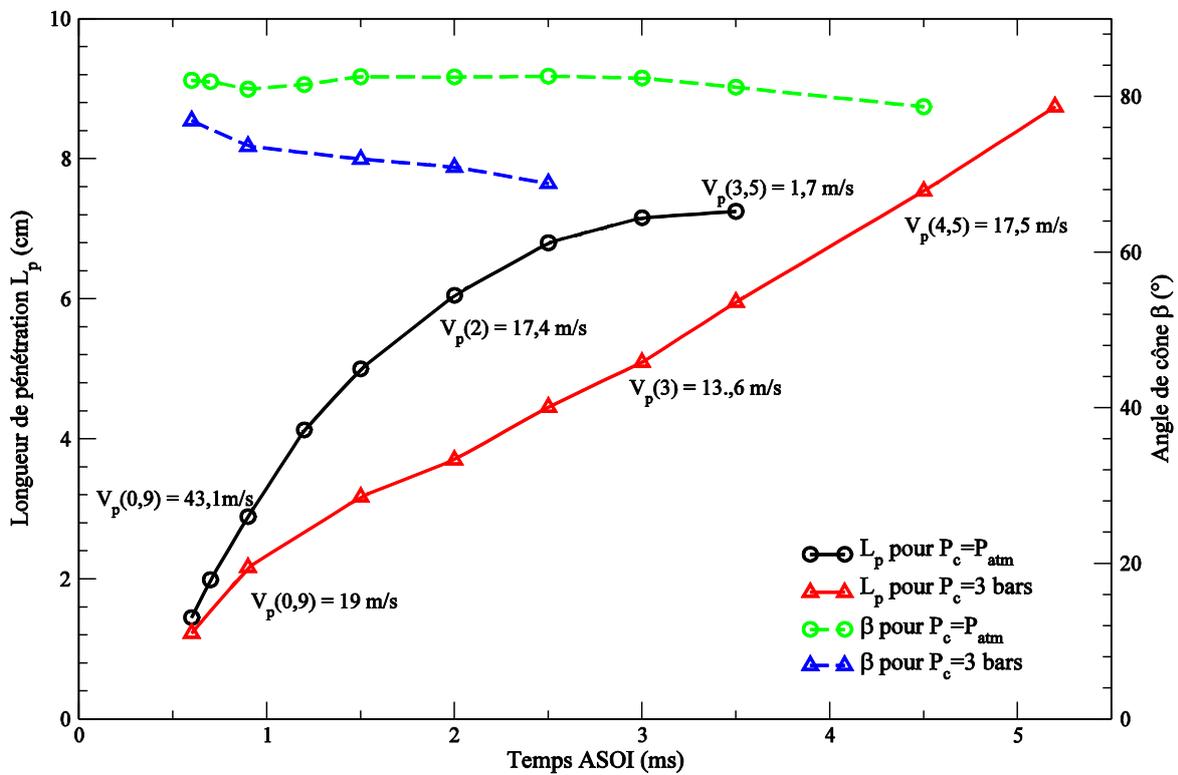
### 1. Injecteur monotrou

L'impact de la contre-pression sur la morphologie du spray monotrou est aussi très net comme le montre la Figure 168 décrivant l'injection à 100 bar avec une contre-pression de 3 bar. Le spray est beaucoup plus compact avec un angle d'ouverture bien inférieur à celui observé à pression atmosphérique et avec une recirculation plus marquée qui s'étire fortement avec la pénétration du spray. L'explication du resserrement du spray n'a pas été clairement établie. Il est possible que la pression plus grande du fluide qui rentre sur l'extérieure du spray combinée à la dépression qui a lieu au centre du cône quand le spray chasse l'air, courbe la trajectoire des gouttes vers l'intérieur refermant ainsi le spray sur lui-même. De plus, l'augmentation de la densité du gaz accroît la traînée aérodynamique des gouttes qui sont alors plus facilement entraînées dans la recirculation contrairement au cas à pression atmosphérique où les gouttes ne sont majoritairement que déviées. Ainsi, la recirculation se retrouve en tête du spray et entraîne bien plus de gouttes de spray qu'à pression atmosphérique.

La Figure 169 présentant la longueur de pénétration et l'angle de cône du spray de l'injecteur monotrou pour une contre-pression atmosphérique et de 3 bar confirme la modification du développement du spray en présence d'une contre-pression plus élevée. En effet, hormis avant 0,6 ms ASOI, la longueur de pénétration est plus faible à un instant donné et n'évolue pas de la même façon au cours du temps (courbes continues sur la Figure 169). A pression atmosphérique, la longueur de pénétration évolue de manière logarithmique indiquant une décroissance de la vitesse en  $1/t$ , alors qu'avec 3 bar de contre-pression, la longueur de pénétration évolue presque linéairement à partir de 2 ms ASOI signifiant que le spray conserve une vitesse de propagation constante mais initialement plus faible qu'à pression atmosphérique. La vitesse de propagation constante du spray indique que pour  $P_c = 3$  bar, un équilibre est atteint entre la poussée fournie à l'arrière du spray par l'injecteur et la force de traînée aérodynamique qui s'oppose à l'avancée du spray. De plus, l'angle de cône est aussi plus faible en présence d'une forte contre-pression (courbes en pointillés sur la Figure 169) comme l'indique le resserrement du spray observé sur les images. Dans le cas d'une contre-pression de 3 bar, l'angle de cône n'est mesuré que jusqu'à l'instant 2,5 ms ASOI car il est difficile de le définir plus loin dans le temps en raison de la recirculation mentionnée précédemment. Avec cette configuration de spray, il serait plus facile de comparer les largeurs maximales du spray.



**Figure 168.** Images ombroscopiques moyennes normalisées de l'injecteur monotrou pour  $P_{inj} = 100$  bar (a) sans contre-pression et (b) avec  $P_c = 3$  bar pour différents délais après l'injection

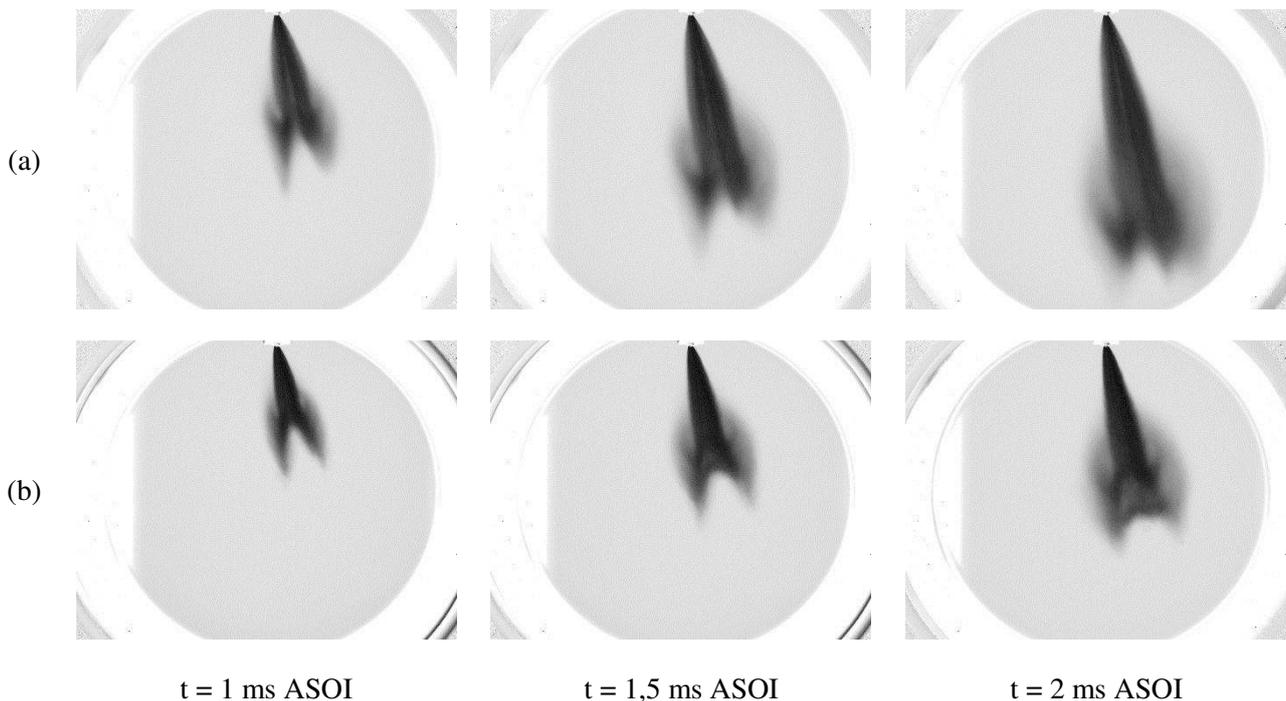


**Figure 169.** Longueur de pénétration et angle de cône du spray de l'injecteur monotrou en fonction de l'instant ASOI à  $P_{inj} = 100$  bar pour  $P_c = P_{atm}$  (cercles) et  $P_c = 3$  bar (triangles)

Le spray de l'injecteur monotrou est donc très sensible à la pression du milieu dans lequel il est injecté. Ainsi la différence de pression entre le carburant et le gaz pilote le processus d'atomisation du spray mais une petite augmentation de la contre-pression peut radicalement changer la manière dont se propagent les gouttes du spray une fois formées.

## 2. Injecteur 7 trous

Contrairement au spray de l'injecteur monotrou, celui de l'injecteur 7 trous n'est que peu modifié dans sa forme. Ainsi, nous observons sur la Figure 170 que le spray se divise toujours en deux groupes de jets et que la recirculation de tête est aussi présente. Cependant, la réduction de la longueur de pénétration ainsi que la faible expansion de la recirculation indiquent que l'augmentation de la contre-pression retarde le développement du spray.



**Figure 170.** Images ombroscopiques moyennes normalisées de l'injecteur 7 trous sans contre-pression pour différents délais après l'injection : (a)  $P_{inj} = 100$  bar et (b)  $P_{inj} = 50$  bar

La Figure 171 confirme la réduction de la pénétration du spray avec un écart entre les deux cas qui augmente de plus en plus au cours de l'injection : 12% à 0,6 ms ASOI et 27% à 2ms ASOI. La morphologie du spray ne changeant presque pas, la traînée aérodynamique plus grande dans le cas où  $P_c = 3$ bar égalise plus rapidement les vitesses des gouttes et du gaz environnant. Ceci peut être mis en évidence en analysant le temps de relaxation de la particule (Eq. 9). L'augmentation de la densité du gaz augmente le Reynolds particulaire  $Re_p$  si les autres paramètres se conservent. Le temps de relaxation des particules  $\tau_p$  devient alors plus faible indiquant que les gouttes du spray s'ajustent plus rapidement à la vitesse du gaz.

De plus, l'augmentation de la contre-pression qui freine le spray élargit de quelques degrés son angle de cône.

Donc pour ce type de spray très directionnel, la contre-pression du milieu gazeux a un impact relativement limité sur la morphologie du spray. Le spray conserve la même forme en subissant une réduction de longueur de pénétration notable et une faible augmentation de son angle de cône.

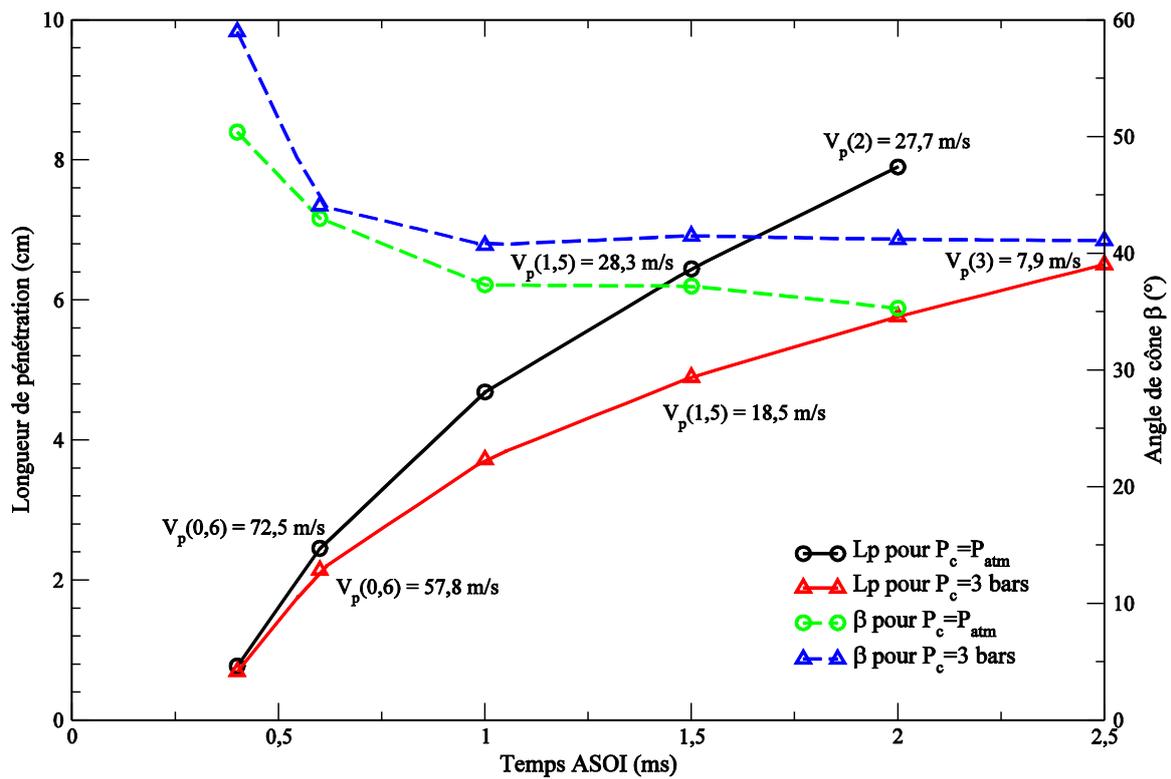


Figure 171. Longueur de pénétration et angle de cône du spray de l'injecteur 7 trous en fonction de l'instant ASOI à  $P_{inj} = 100$  bar pour  $P_c = P_{atm}$  (cercles) et  $P_c = 3$  bar (triangles)

## Références bibliographiques

**Aleiferis, P., Serras-Pereira, J., van Romunde, Z., Caine, J. & Wirth, M. (2010)**, 'Mechanisms of spray formation and combustion from a multi-hole injector with E85 and gasoline', *Combustion and Flame* **157**(4), p. 735-756.

**Araneo, L., Coghe, A., Brunello, G. & Dondé, R. (2000)**, 'Effects of Fuel Temperature and Ambient Pressure on a GDI Swirled Injector Spray', SAE Technical Paper, SAE International.

**Arbeau, A. (2004)**, 'Etude de l'entraînement d'air dans un spray haute pression. Diagnostics optiques et application à l'injection diesel', Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique Toulouse.

**Ballester, J. & Dopazo, C. (1996)**, 'Drop size measurements in heavy oil sprays from pressure-swirl nozzles', *Atomization and Sprays* **6**(4), p. 377-408.

**Böedec, T. & Simöens, S. (2001)**, 'Instantaneous and simultaneous planar velocity field measurements of two phases for turbulent mixing of high pressure sprays', *Experiments in Fluids* **31**(5), p. 506-518.

**Boguslawski, L. & Popiel, C. O. (1979)**, 'Flow structure of the free round turbulent jet in the initial region', *Journal of Fluid Mechanics* **90**(3), p. 531-539.

**Boutier, A. (2012a)**, 'Métrologie laser pour la mécanique des fluides', Lavoisier.

**Boutier, A. (2012b)**, 'Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides', Lavoisier.

**Buhl, S., Gleiss, F., Köhler, M., Hartmann, F., Messig, D., Brücker, C. & Hasse, C. (2016)**, 'A Combined Numerical and Experimental Study of the 3D Tumble Structure and Piston Boundary Layer Development During the Intake Stroke of a Gasoline Engine', *Flow, Turbulence and Combustion*, p. 1-22.

**Cao, Y. (2014)**, 'Sensibilité d'un écoulement de rouleau compressé et des variations cycle à cycle associées à des paramètres de remplissage moteur', Thèse de doctorat, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique.

**Cao, Y., Kaiser, E., Borée, J., Noack, B. R., Thomas, L. & Guilain, S. (2014)**, 'Cluster-based analysis of cycle-to-cycle variations: application to internal combustion engines', *Experiments in Fluids* **55**(11), 1837.

**Cossali, G. E., Brunello, G. & Coghe, A. (1991)**, 'LDV characterization of air entrainment in transient diesel sprays', Society of Automotive Engineers, Warrendale, PA.

**Cossali, G. E., Gerla, A., Coghe, A. & Brunello, G. (1996)**, 'Effect of Gas Density and Temperature on Air Entrainment in a Transient Diesel Spray', SAE Technical Paper, SAE International.

**Cossali, G. E. (2001)**, 'An integral model for gas entrainment into full cone sprays', *Journal of Fluid Mechanics* **439**, p. 353-366.

**Cossali, G., Coghe, A. & Araneo, L. (2001)**, 'Near-field entrainment in an impulsively started turbulent gas jet', *American Institute of Aeronautics and Astronautics* **39**(6), p. 1113-1122.

- Crowe, C.; Chung, J. & Troutt, T. (1988)**, 'Particle mixing in free shear flows', *Progress in Energy and Combustion Science* **14**(3), p. 171-194.
- Delay, G. (2005)**, 'Analyse des écoulements transitoires dans les systèmes d'injection directe essence - Effet sur l'entraînement d'air instationnaire du spray', Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique Toulouse.
- Driscoll, K. D., Sick, V. & Gray, C. (2003)**, 'Simultaneous air/fuel-phase PIV measurements in a dense fuel spray', *Experiments in Fluids* **35**(1), p. 112-115.
- Dumont, N. (2004)**, 'Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel', Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique Toulouse.
- Dumont, N., Simonin, O. & Habchi, C. (2000)**, 'Cavitating flow in diesel injectors and atomization: a bibliographical review', 8th International Conference on Liquid Atomization & Spray Systems.
- Dumouchel, C. (1996)**, 'Atomisation et sprays', Master's thesis, Université de Rouen.
- 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**(3), p. 277-287.
- Eaton, J. & Fessler, J. (1994)**, 'Preferential concentration of particles by turbulence', *International Journal of Multiphase Flow* **20**, Supplement 1(0), p. 169-209.
- Fdida, N. (2008)**, 'Développement d'un système de granulométrie par imagerie - Application aux sprays larges et hétérogènes', Thèse de doctorat, Université de Rouen.
- Felder, S. & Chanson, H. (2014)**, 'Triple decomposition technique in air-water flows: Application to instationary flows on a stepped spillway', *International Journal of Multiphase Flow* **58**, p. 139-153.
- Foucaut, J., Carlier, J. & Stanislas, M. (2004)**, 'PIV optimization for the study of turbulent flow using spectral analysis', *Measurement Science and Technology* **15**(6), 1046--1058.
- Fox, J. F., Papanicolaou, A. N. & Kjos, L. (2005)**, 'Eddy Taxonomy Methodology around a Submerged Barb Obstacle within a Fixed Rough Bed', *Journal of Engineering Mechanics* **131**(10), p. 1082-1101.
- Gore, R. & Crowe, C. (1989)**, 'Effect of particle size on modulating turbulent intensity', *International Journal of Multiphase Flow* **15**(2), p. 279-285.
- Graftieaux, L., Michard, M. & Grosjean, N. (2001)**, 'Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows', *Measurement Science and Technology* **12**(9), p. 1422-1429.
- Grunefeld, G., Bartelheimer, J., Finke, H. & Kruger, S. (2000)**, 'Gas-phase velocity field measurements in sprays without particle seeding', *Experiments in Fluids* **29**(3), p. 238-246.
- Hardalupas, Y., Sahu, S., Taylor, A. & Zarogoulidis, K. (2010)**, 'Simultaneous planar measurement of droplet velocity and size with gas phase velocities in a spray by combined ILIDS and PIV techniques', *Experiments in Fluids* **49**(2), p. 417-434.
- Hespel, C., Blaisot, J., Margot, X., Patouna, S., Cessou, A. & 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, Valencia, Spain.

**Hetsroni, G. (1989)**, 'Particles-turbulence interaction', *International Journal of Multiphase Flow* **15**(5), p. 735-746.

**Heywood, J. B. (1975)**, 'Pollutant formation and control in spark ignition engines', *Symposium (International) on Combustion* **15**(1), p. 1191-1211.

**Hill, B. J. (1972)**, 'Measurement of local entrainment rate in the initial region of axisymmetric turbulent air jets', *Journal of Fluid Mechanics* **51**(4), p. 773-779.

**Houston, R. & Cathcart, G. (1998)**, 'Combustion and Emissions Characteristics of Orbital's Combustion Process Applied to Multi-Cylinder Automotive Direct Injected 4-Stroke Engines', SAE Technical Paper, SAE International.

**Hussain, A. K. M. F. & Reynolds, W. C. (1972)**, 'The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 2' Experimental results', *Journal of Fluid Mechanics* **54**(2), p. 241-261.

**Iwamoto, Y., Noma, K., Yamauchi, T. & Ando, H. (1997)**, 'Development of gasoline direct injection engine', SAE Technical Paper, SAE International.

**Jakobsen, M. L., Easson, W. J., Greated, C. A. & Glass, D. H. (1996)**, 'Particle image velocimetry: simultaneous two-phase flow measurements', *Measurement Science and Technology* **7**(9), p. 1270-1280.

**Jeanne, B. (2004)**, 'Etude par diagnostics optiques de l'impact d'une très haute pression d'injection sur le fonctionnement d'un moteur à injection directe essence', Thèse de doctorat, Université de Rouen.

**Karl, G., Kemmler, R., Bargende, M. & Abthoff, J. (1997)**, 'Analysis of a Direct Injected Gasoline Engine', SAE Technical Paper, SAE International.

**Khalitov, D. & Longmire, E. (2002)**, 'Simultaneous two-phase PIV by two-parameter phase discrimination', *Experiments in Fluids* **32**(2), p. 252-268.

**Knight, J. C., Ball, D. & Robertson, G. N. (1991)**, 'Analytical inversion for laser diffraction spectrometry giving improved resolution and accuracy in size distribution', *Appl. Opt.* **30**(33), p. 4795-4799.

**Kosiwczuk, W., Cessou, A., Trinité, M. & Lecordier, B. (2005)**, 'Simultaneous velocity field measurements in two-phase flows for turbulent mixing of sprays by means of two-phase PIV', *Experiments in Fluids* **39**(5), p. 895-908.

**Kosiwczuk, W. (2006)**, 'Mesure simultanée des vitesses des gouttes et du gaz en mélange diphasique par PIV et fluorescence', Thèse de doctorat, Université de Rouen.

**Kosiwczuk, W., Cessou, A., Trinité, M. & Lecordier, B. (2006)**, 'Mesure simultanée des vitesses des gouttes et du gaz en aval d'un injecteur direct essence par vélocimétrie par image de particules diphasique', *Congrès Francophone de Techniques Laser*, Toulouse.

**Lecoite, B. & Monnier, G. (2003)**, 'Downsizing a Gasoline Engine Using Turbocharging with Direct Injection', SAE Technical Paper, SAE International.

**Lecordier, B. (1997)**, 'Etude de l'interaction de la propagation d'une flamme prémélangée avec le champ aérodynamique, par association de la tomographie laser et de la vélocimétrie par images de

particules', Thèse de doctorat, Université de Rouen.

**Leduc, P., Dubar, B., Ranini, A. & Monnier, G. (2003)**, 'Downsizing of gasoline engine: an efficient way to reduce CO<sub>2</sub> emissions', *Oil & Gas Science and Technology* **58**(1), p. 115-127.

**Lee, C. S., Chon, M. S. & Kim, D. S. (2001)**, 'Spray structure and characteristics of high-pressure gasoline injectors for direct-injection-engine applications', *Atomization and Sprays* **11**(1), p. 35-48.

**Lee, J. & Nishida, K. (2003)**, 'Simultaneous Flow Field Measurement of D.I. Gasoline Spray and Entrained Ambient Air By Lif-Piv Technique', *SAE Technical Papers* **SP-1748**(2003-01-1115).

**Lee, K., Lee, C. & Lee, C. (2003)**, 'An experimental study on the spray behavior and fuel distribution of GDI injectors using the entropy analysis and PIV method', *Fuel* **83**(7-8), p. 971-980.

**Lefebvre, A. (1989)**, 'Atomization and spray', Editions Taylor & Francis.

**Li, T., Nishida, K., Zhang, Y., Onoe, T. & Hiroyau, H. (2005)**, 'Enhancement of Stratified Charge for DISI Engines through Split Injection', *JSME International Journal Series B Fluids and Thermal Engineering* **48**(4), p. 687-694.

**Lindken, R., Gui, L. & Merzkirch, W. (1999)**, 'Velocity measurements in multiphase flow by means of particle image velocimetry', *Chemical engineering & technology* **22**(3), p. 202-206.

**Longmire, E. K. & Eaton, J. K. (1992)**, 'Structure of a particle-laden round jet', *Journal of Fluid Mechanics* **236**, p. 217-257.

**Mac Carthy, M.J. (1972)**, Thèse de doctorat, University of Newcastle, Australia.

**Mashayek, F., Jaber, F., Miller, R. & Givi, P. (1997)**, 'Dispersion and polydispersity of droplets in stationary isotropic turbulence', *International Journal of Multiphase Flow* **23**(2), p. 337-355.

**Maxey, M. R. & Riley, J. J. (1983)**, 'Equation of motion for a small rigid sphere in a nonuniform flow', *Physics of Fluids* **26**(4), 883--889.

**Montante, G., Paglianti, A. & Magelli, F. (2007)**, 'Experimental Analysis and Computational Modelling of Gas-Liquid Stirred Vessels', *Chemical Engineering Research and Design* **85**(5), p. 647-653.

**Nogueira, J., Lecuona, A. & Rodriguez, P. A. (2001)**, 'Local field correction PIV, implemented by means of simple algorithms, and multigrid versions', *Measurement Science and Technology* **12**(11), 1911-1921.

**Otsu, N. (1979)**, 'A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms', *IEEE Transactions on Systems, Man and Cybernetics* **9**(1), p. 62-66.

**Paloposki, T. & Kankkunen, A. (1991)**, 'Multiple scattering and size distribution effects on the performance of a laser diffraction particle sizer', *Proceedings of the International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems, ICLASS'91*, p. 441-448.

**Perrin, L., Castanet, G. & Lemoine, F. (2014)**, 'Characterization of droplet evaporation at high temperature using combined optical techniques', *17th International Symposium on Application of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon, Portugal*.

**Pilch, M. & Erdman, C. (1987)**, 'Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop', *International*

Journal of Multiphase Flow **13**(6), p.741-757.

**Prosperi, B. (2008)**, 'Analyse de l'entraînement d'air induit par le développement instationnaire d'un spray conique creux. Application à l'injection directe essence', Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique Toulouse.

**Prosperi, B., Delay, G., Bazile, R., Helie, J. & Nuglish, H. J. (2007)**, 'FPIV study of gas entrainment by a hollow cone spray submitted to variable density', *Experiments in Fluids* **43**(2), p. 315-327.

**Richter, B., Rottenkolber, G., Hehle, M., Dullenkopf, K. & Wittig, S. (2001)**, 'Investigation of Fuel sprays by means of stereoscopic particle image velocimetry and highspeed visualization', ILASS-Europe 2001, Zurich.

**Ricou, F. & Spalding, D. (1961)**, 'Measurements of entrainment by axisymmetrical turbulent jets', *Journal of Fluid Mechanics* **11**, p. 21-32.

**Robart, D. (1995)**, 'L'injection dans les moteurs a etincelle : etude experimentale de la pulverisation et des processus de transport', Thèse de doctorat, Université de Rouen.

**Rottenkolber, G., Gindele, J., Raposo, J., Dullenkopf, K., Hentschel, W., Wittig, S., Spicher, U. & Merzkirch, W. (2002)**, 'Spray analysis of a gasoline direct injector by means of two-phase PIV', *Experiments in Fluids* **32**(6), p. 710-721.

**Roy, R. (2008)**, 'Développement d'une méthode de PIV fluorescente pour les écoulements diphasiques gaz-gouttes : application à l'injection directe essence automobile', Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie.

**Scarano, F. & Riethmuller, M. L. (1999)**, 'Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset', *Experiments in Fluids* **26**(6), p. 513-523.

**Schiller, L. & Naumann, A. Z. (1933)**, 'Über die grundlegenden Berechnungen bei der Schwerkraftaufbereitung', *Vereines Deutscher Ingenieure* **77**, p. 318-320.

**Sedarsky, D.; Idlahcen, S.; Rozé, C. & Blaisot, J.-B. (2013)**, 'Velocity measurements in the near field of a diesel fuel injector by ultrafast imagery', *Experiments in Fluids* **54**(2), p. 1451-1462.

**Seibel, C., Gartung, K., Arndt, S. & Weigand, B. (2003)**, 'Detailed analysis of spray structure and air entrainment in GDI sprays using a tomographic approach', 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems (ICLASS Europe).

**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', Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique Toulouse.

**Serpenguzel, A., Kucuksenel, S. & Chang, R. (2002)**, 'Microdroplet identification and size measurement in sprays with lasing images', *Optics Express* **10**(20), p. 1118-1132.

**Simonin, O. (1991)**, 'Prediction of the dispersed phase turbulence in particle-laden jets', 1st International Symposium Gas-Solid Flows, p. 197-206.

**Simonin, O. (1990)**, 'Eulerian formulation for particle dispersion in turbulent two-phase flows', Proceedings 5th Workshop on two-phase flow predictions, March 19-22, Erlangen, FRG Jülich kernforschungsanalge Jülich, p. 156-166.

**Squires, K. D. & Eaton, J. K. (1994)**, 'Effect of Selective Modification of Turbulence on Two-

Equation Models for Particle-Laden Turbulent Flows', *Journal of Fluids Engineering* **116**(4), p. 778-784.

**Stokes, G. (1851)**, 'On the Effect of the Internal Friction of Fluids on the Motion of Pendulums', *Transactions of the Cambridge Philosophical Society* **9**, p. 8-93.

**Swithenbank, J., Beer, J., Taylor, D., Abbot, D. & McCreath, G. (1976)**, 'A laser diagnostic technique for the measurement of droplet and particle size distribution', *Aerospace Sciences Meetings, American Institute of Aeronautics and Astronautics*.

**Toth, B., Anthoine, J. & Riethmuller, M. (2009)**, 'Two-phase PIV method using two excitation and two emission spectra', *Experiments in Fluids* **47**(3), p. 475-487.

**Toth, B., De Lauretis, A. & Anthoine, J. (2004)**, 'Développement d'une technique PIV pour les écoulements diphasiques gaz- gouttes', 9ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser.

**Towers, D. P., Towers, C. E., Buckberry, C. H. & Reeves, M. (1999)**, 'A colour PIV system employing fluorescent particles for two-phase flow measurements', *Measurement Science and Technology* **10**(9), p. 824-830.

**Triballier, K., Dumouchel, C. & Cousin, J. (2003)**, 'A technical study on the Spraytec performances: influence of multiple light scattering and multi-modal drop-size distribution measurements', *Experiments in Fluids* **35**(4), p. 347-356.

**Valeur, B. (2004)**, 'Invitation à la fluorescence moléculaire', De Boeck Supérieur.

**Vieille, B. (1998)**, 'Etude expérimentale de l'atomisation secondaire de gouttes d'oxygène liquide : influence de la pression', Thèse de doctorat, Université d'Orléans.

**Vignal, L. (2006)**, 'Chute d'un nuage de particules dans une turbulence diffuse. Etude des couplages entre phases par diagnostics optiques', Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique Toulouse.

**Voisine, M., Thomas, L., Borée, J. & Rey, P. (2011)**, 'Spatio-temporal structure and cycle to cycle variations of an in-cylinder tumbling flow', *Experiments in Fluids* **50**(5), p. 1393-1407.

**Westerweel, J. (1997)**, 'Fundamentals of digital particle image velocimetry', *Measurement Science and Technology* **8**(12), p. 1379-1392.

**Westerweel, J., Dabiri, D. & Gharib, M. (1997)**, 'The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings', *Experiments in Fluids* **23**(1), p. 20-28.

**Wierzba, A. (1990)**, 'Deformation and breakup of liquid drops in a gas stream at nearly critical Weber numbers', *Experiments in Fluids* **9**(1), p. 59-64.

**Willert, C. & Gharib, M. (1991)**, 'Digital particle image velocimetry', *Experiments in Fluids* **10**(4), p. 181-193.

**Yamakawa, M., Isshiki, S., Yoshizaki, T. & Nishida, K. (2003)**, 'Measurement of ambient air motion of D.I. gasoline spray by LIF-PIV', *JSME International Journal, Series B: Fluids and Thermal Engineering* **46**(1), p. 25-30.

**Yon, J. (2003)**, 'Jet diesel haute pression en champ proche et lointain : Etude par imagerie', Thèse de doctorat, UFR des Sciences de Rouen.

**Zhang, M., Xu, M. & Hung, D. L. S. (2014)**, 'Simultaneous two-phase flow measurement of spray mixing process by means of high-speed two-color PIV', *Measurement Science and Technology* **25**(9), 095204.

**Zhu, J., Kuti, O. A. & Nishida, K. (2013)**, 'An investigation of the effects of fuel injection pressure, ambient gas density and nozzle hole diameter on surrounding gas flow of a single diesel spray by the laser-induced fluorescence-particle image velocimetry technique', *International Journal of Engine Research* **14**(6), p. 630-645.