

La phrase la plus excitante à entendre en science, celle qui annonce de nouvelles découvertes, n'est pas «Eureka!», mais plutôt «Tiens, c'est marrant...»
Isaac Asimov

Chapitre 5

Résultats de calculs

Des résultats de calcul sur des géométries réalistes d'injecteurs Diesel sont présentés dans ce chapitre. En premier lieu, deux simulations bidimensionnelles, l'une d'un cas cavitant et l'autre non cavitant, mettent en évidence l'influence de la cavitation sur l'écoulement en aval de l'injecteur. Ensuite, l'influence de certains paramètres géométriques (L_0/D_0 , facteur K) ou physiques (nombre de cavitation CN) est étudiée. Enfin, des calculs tridimensionnels sont présentés sur des géométries réelles d'injecteurs (mono et multi-trou), afin d'étudier les effets tridimensionnels liés à l'écoulement.

5.1 Effet de la cavitation sur le jet

On se propose ici de mettre en évidence l'effet de la cavitation sur la perturbation du cœur liquide du jet se développant immédiatement en aval de la sortie de l'orifice d'injection. A ce titre, deux simulations seront comparées, sur une géométrie réaliste d'injecteur mono-trou : l'une comporte une arête vive susceptible de donner naissance à des poches de cavitation, alors que, pour la seconde, on empêche l'apparition de cavitation en ne prenant pas en compte l'écoulement en amont du trou, et notamment les arêtes vives (la pression d'alimentation est imposée directement à l'entrée de l'orifice d'injection) [119].

Les maillages cartésiens bidimensionnels utilisés pour ces tests sont représentés à la figure 5.1. Pour le cas avec cavitation, le maillage comporte 100×400 mailles, alors que le cas non cavitant n'en contient que 100×300 car il ne nécessite pas la prise en compte de la géométrie en amont du trou. Néanmoins, la partie inférieure de ces deux domaines de calcul est strictement identique. Comme pour le cas de l'injecteur mono-trou étudié précédemment (paragraphe 4.3), l'orifice d'injection a un diamètre D_0 de $200 \mu\text{m}$ et une longueur L_0 de 1 mm ($L_0/D_0 = 5$). La résolution spatiale à l'intérieur de celui-ci est de 20×50 mailles ($\Delta x = 5 \mu\text{m}$ et $\Delta z = 20 \mu\text{m}$). La chambre de combustion est prise en compte partiellement sous la forme d'un cylindre de diamètre $10D_0$ et de longueur $5L_0$, fermé à son extrémité (pas de sortie). Enfin, une condition de symétrie permet de ne calculer que la moitié de la géométrie complète 2D.

La pression d'alimentation, en entrée du domaine, est fixée à 100 MPa , alors que

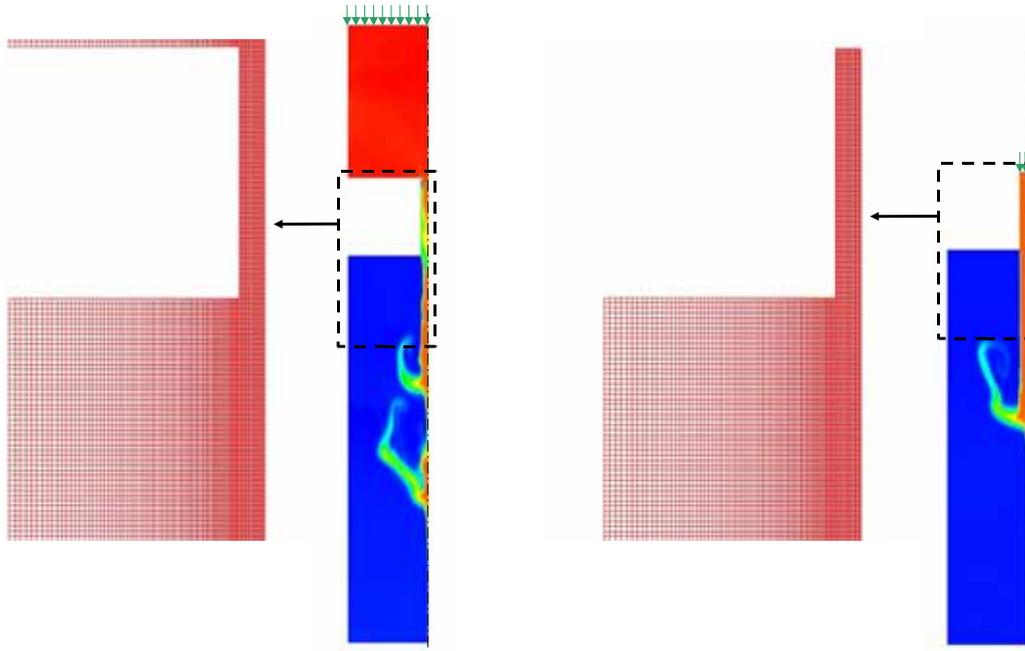


FIG. 5.1 – Maillage 2D d'un injecteur mono-trou, avec formation de cavitation (à gauche) et sans cavitation (à droite)

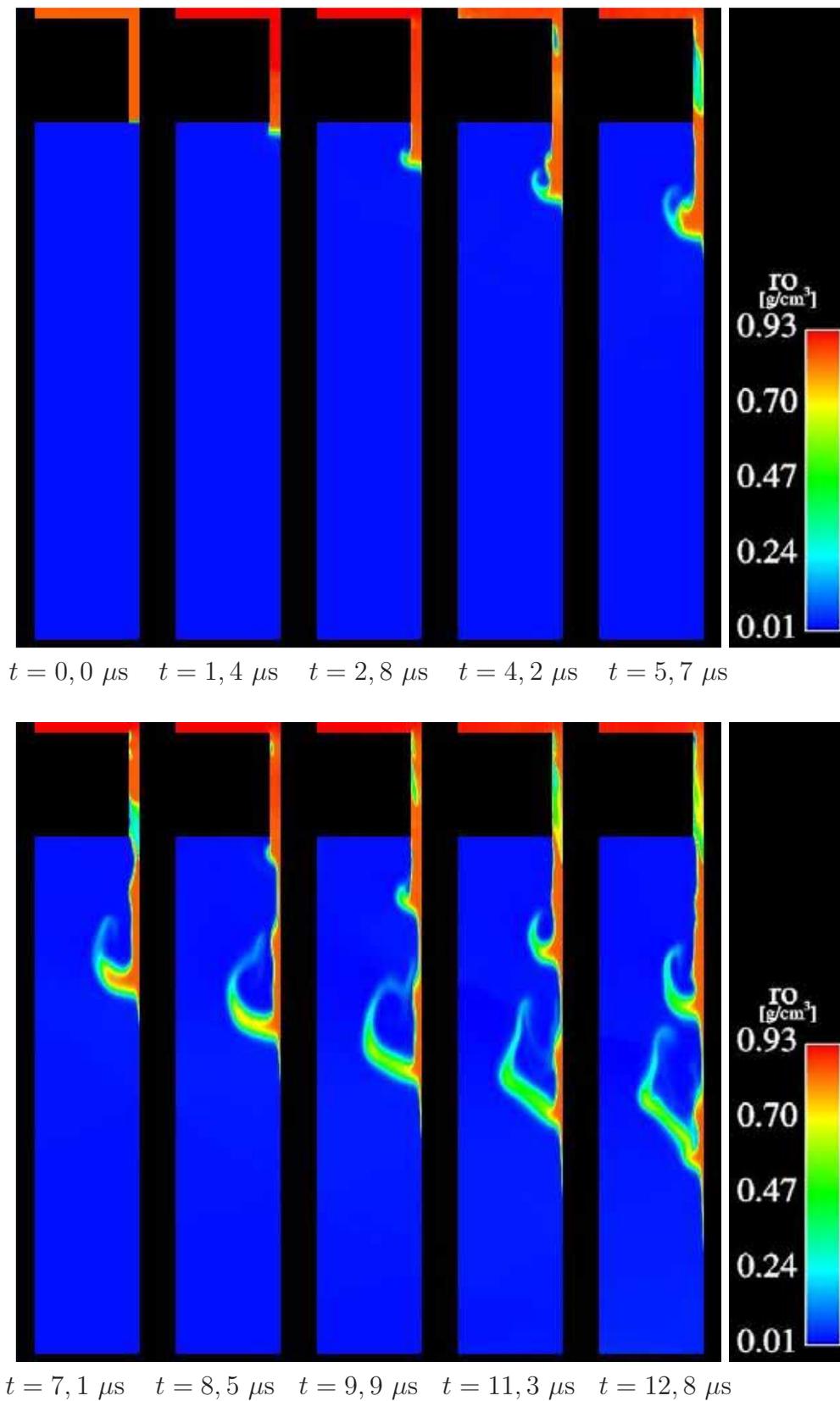
la pression dans le reste du domaine est initialisée à 5 MPa. En début de simulation, la chambre de combustion est constituée de gaz au repos (dont les propriétés physiques sont celles de l'air) et l'injecteur est déjà rempli de carburant liquide qui va progressivement monter en pression sous l'effet de la pression d'alimentation. On a ainsi $P_{inj} = 100$ MPa et $P_{ch} = 5$ MPa (soit $CN = 19$).

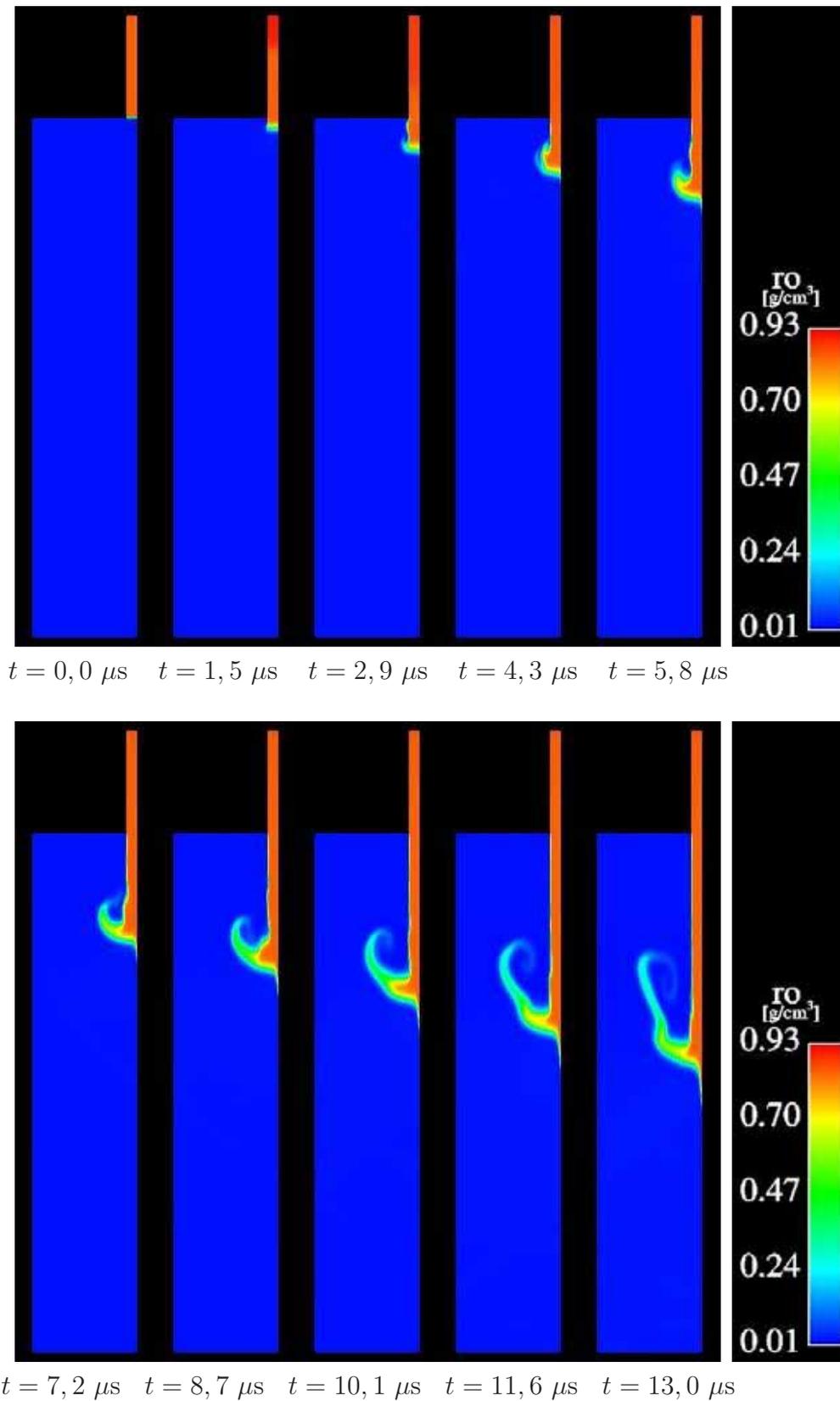
Les figures 5.2 et 5.3 montrent l'évolution du champ de masse volumique du mélange m , en présence et en l'absence de cavitation. Le temps $t = 0$ est pris à l'instant où le liquide commence à pénétrer à l'intérieur de la chambre. La simulation concerne le tout début d'injection, correspondant à l'ouverture de l'aiguille (à l'instant où les effets instationnaires sont les plus importants).

Le début d'injection est très similaire et la figure 5.3 montre que, sans cavitation, les forces de cohésion interne du liquide, ainsi que le faible rapport de densités $\frac{\rho_g}{\rho_l}$, stabilisent le jet. Les effets aérodynamiques apparaissent alors comme secondaires dans le processus d'atomisation.

En revanche, dès l'apparition de cavitation ($t = 4,2 \mu s$) sur la figure 5.2, au niveau de l'arête vive d'entrée du trou, les premières différences sont observées dans le développement du jet. Une *vena contracta* se forme à l'intérieur de l'orifice, entraînant une accélération de l'écoulement en aval, comme l'explique Dumont [54] (cf. schéma de la figure 1.7). La tête du jet liquide est immédiatement perturbée, avec l'accentuation de la formation du champignon caractéristique, ce qui se traduit par une augmentation de l'angle de spray, conformément aux observations de Eifler [57].

Entre $t = 4,2 \mu s$ et $t = 7,1 \mu s$, la cavitation croît à l'intérieur du trou jusqu'à atteindre la section de sortie. Lorsque les poches de cavitation sont advectées à l'extérieur du trou, celles-ci subissent un *collapse* presque immédiat (cf. paragraphe 1.1.3).

FIG. 5.2 – Résultats du calcul cavitant : champ de ρ_m (en g/cm^3)

FIG. 5.3 – Résultats du calcul non cavitant : champ de ρ_m (en g/cm^3)

La section débitante est alors réduite temporairement (à cause du passage de la cavitation) et le jet subit un "pincement" ($t = 8,5 \mu s$) qui a une incidence sur sa déstabilisation. En amont de la zone de pincement, le jet est affecté par le *collapse* de ces poches de cavitation : on observe le développement d'un second champignon (à partir de $t = 9,9 \mu s$), similaire à celui des visualisations de Chaves *et al.* [31], présentées au chapitre 1 (figure 1.10). La même simulation que précédemment, réalisée sur la géométrie 2D complète sans condition de symétrie (figure 5.4), met en évidence les similitudes dans le comportement du jet.

Afin de s'assurer que les faibles valeurs de masse volumique ρ_m , apparaissant à l'intérieur du trou, correspondent bien à des régions cavitantes, le champ de la fraction massique de carburant Y_f est représenté sur la figure 5.5 et celui de la fraction volumique de vapeur à l'intérieur du carburant f sur la figure 5.6.

Si l'on s'intéresse à présent aux profils de vitesse obtenus en sortie du trou, les poches cavitantes advectées au sein de la phase liquide et sortant du trou impliquent des variations importantes de vitesse débitante (figure 5.7). Ces profils chahutés confirment le caractère instationnaire de ce type d'écoulement, la vitesse maximale oscillant entre 250 et 525 m/s localement. De plus, quand une bulle de cavitation atteint la sortie du trou ($t = 7,1 \mu s$), son *collapse* crée une dépression en sortie du trou, amenant une légère aspiration d'air à l'intérieur de cet orifice, le long de la paroi. D'autre part, lorsque les bulles de cavitation sont advectées au sein du liquide ($t = 7,8 \mu s$), le pincement du jet est là encore observé.

L'atomisation primaire du jet résultant d'un écoulement cavitant semble donc guidée par deux phénomènes combinés [119] :

- l'interface gaz-carburant et le profil de vitesse d'injection sont perturbés fortement par l'arrivée de poches cavitantes en sortie d'orifice d'injection.
- le *collapse* des bulles de cavitation induit un pincement du jet liquide, qui va amplifier la déstabilisation du jet.

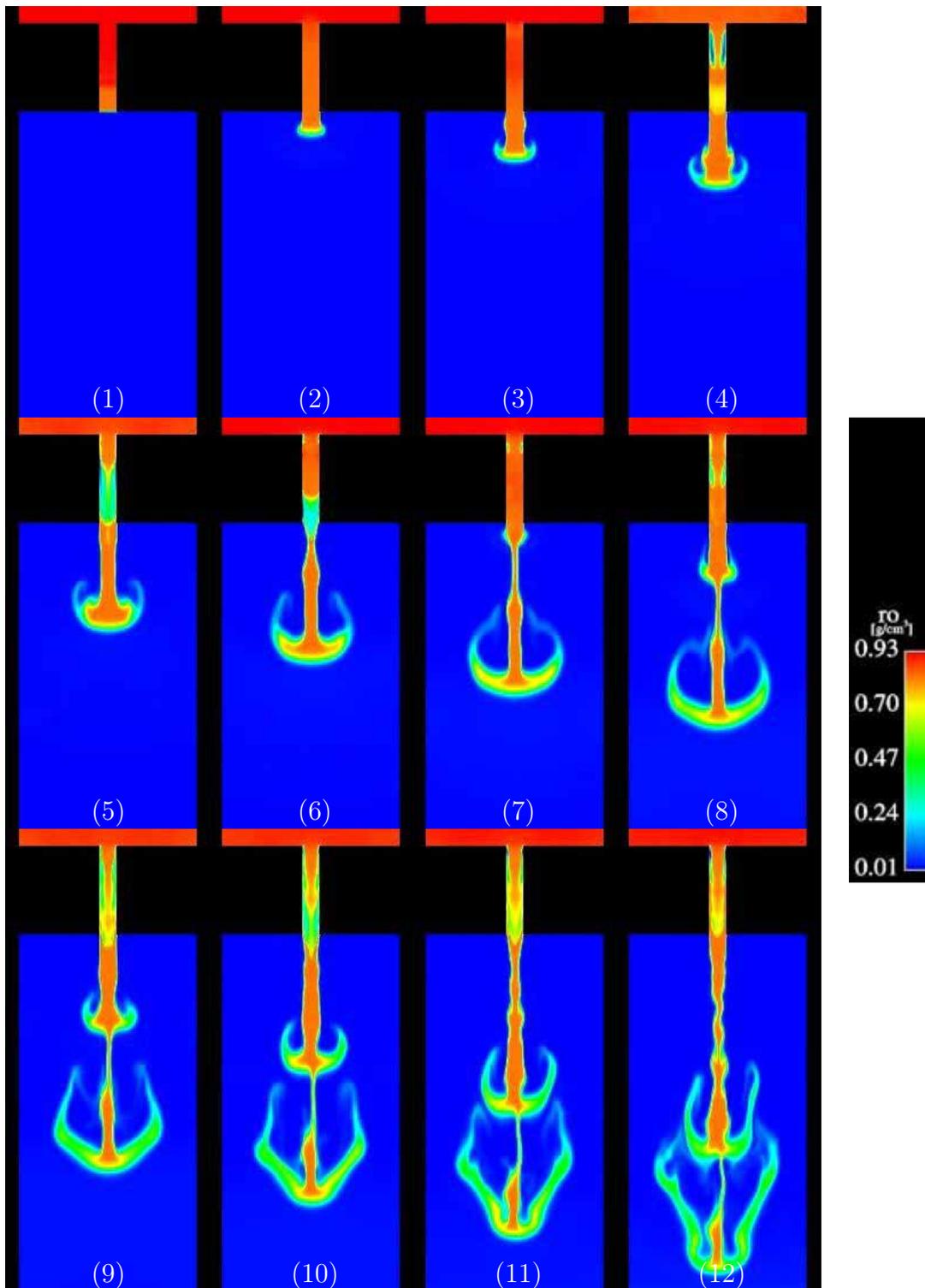
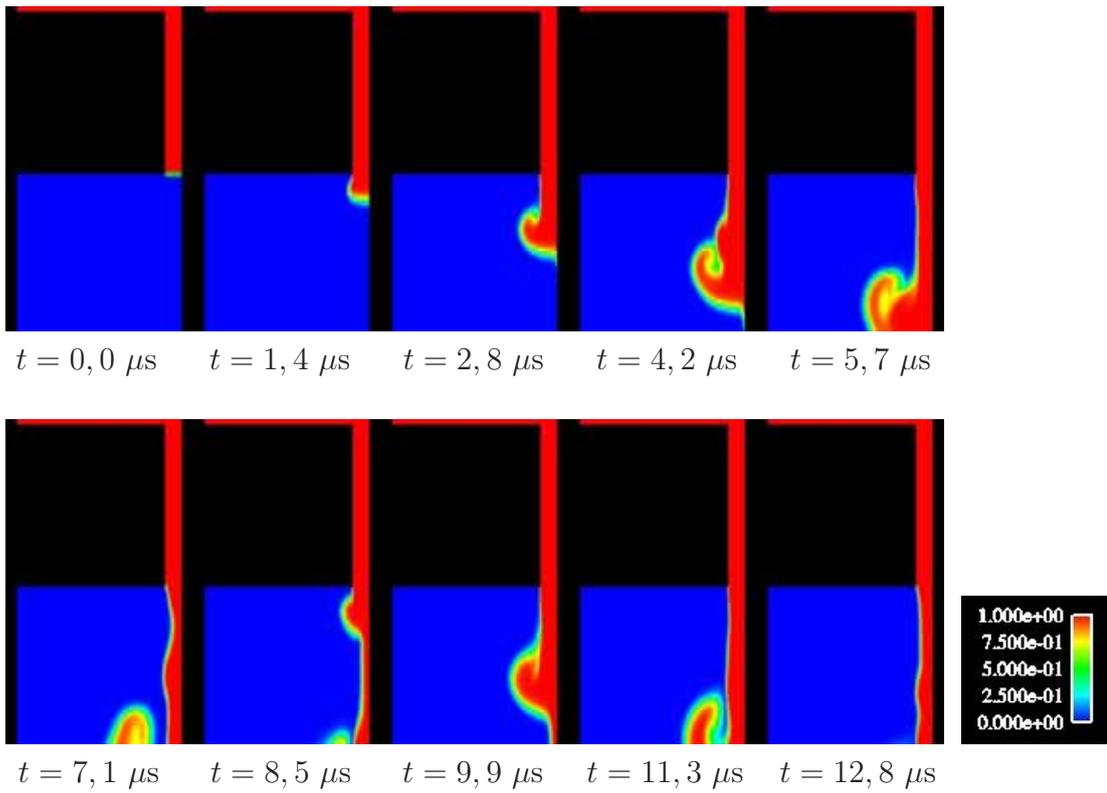
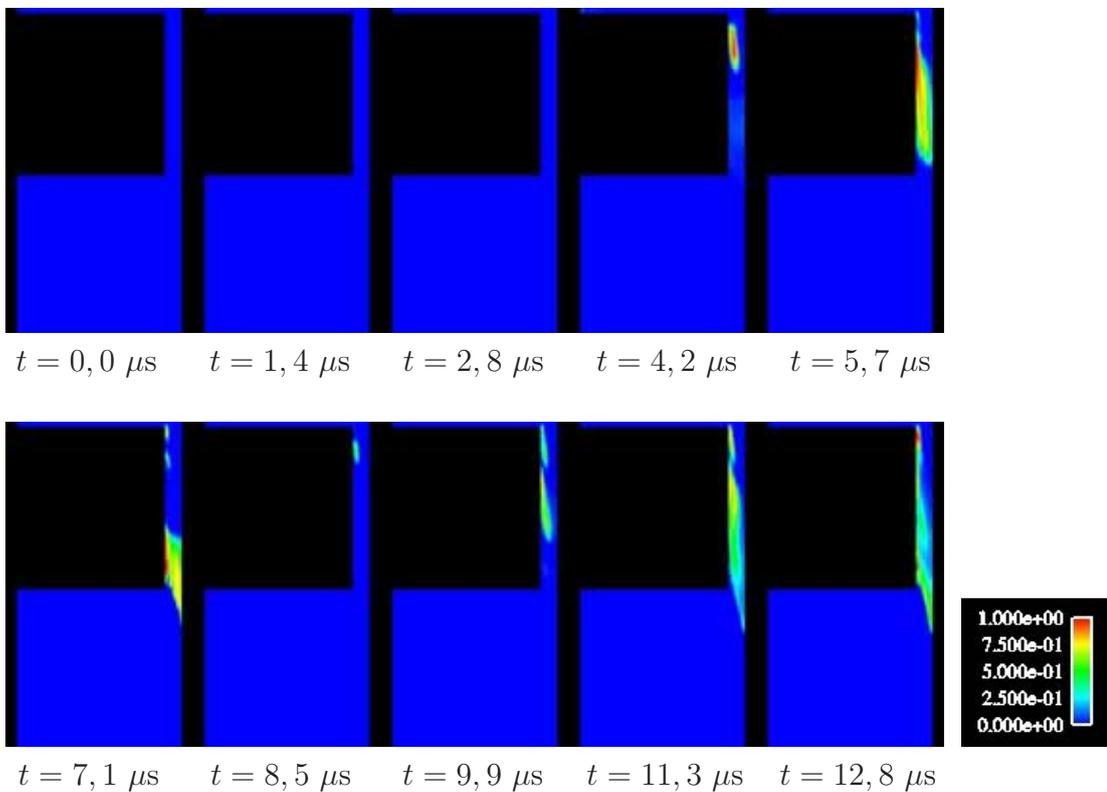


FIG. 5.4 – Simulation 2D de la géométrie complète : champ de ρ_m ($L_0/D_0 = 5$, $CN = 19$)

FIG. 5.5 – Résultats du calcul cavitant : champ de Y_f FIG. 5.6 – Résultats du calcul cavitant : champ de α_v

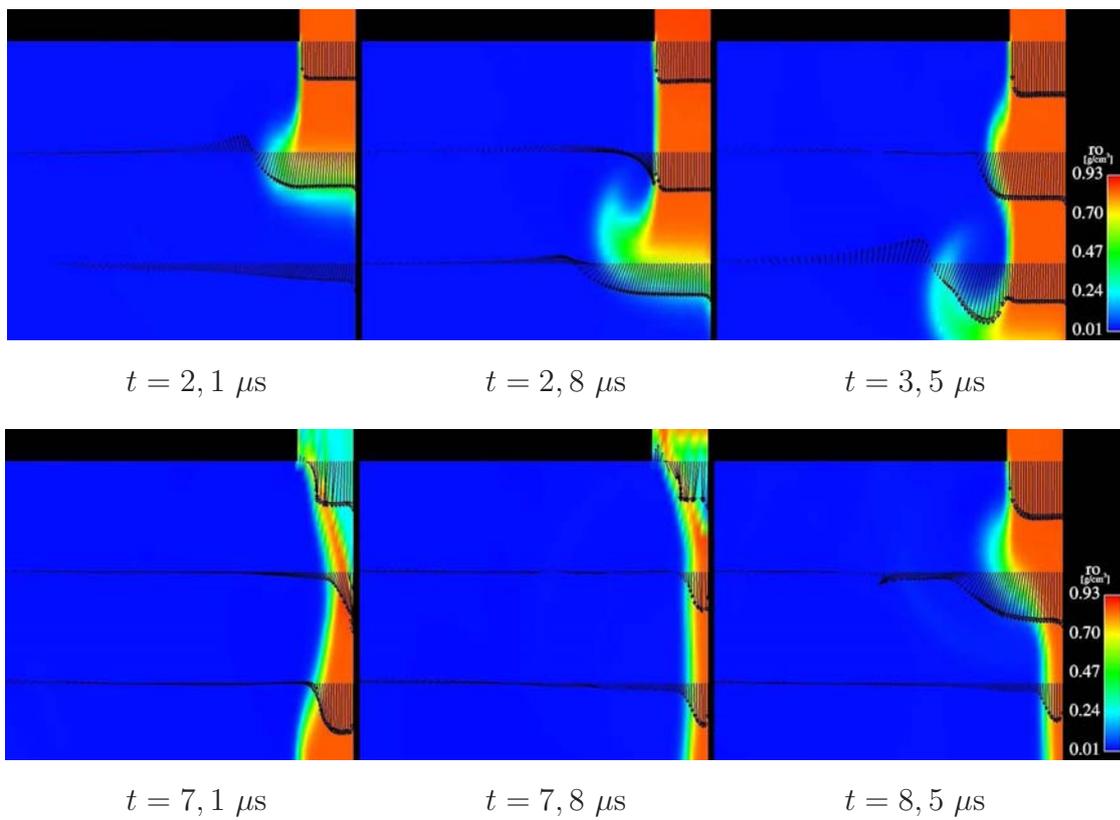


FIG. 5.7 – Résultats du calcul cavitant : champ de ρ_m (en g/cm³) et profils de vitesse situés à 0, 1 et 2 diamètres D_0 de la sortie du trou

5.2 Étude paramétrique sur les conditions d'injection

L'influence de certains paramètres, susceptibles d'influer sur le jet, est étudiée, sur la base de la même forme d'injecteur que précédemment. Le tableau 5.1 regroupe les caractéristiques des différents essais menés. Les paramètres étudiés sont aussi bien physiques que géométriques :

- la pression d'injection P_{inj} .
- la pression de la chambre P_{ch} .
- le rapport L_0/D_0 entre la longueur et le diamètre du trou de l'injecteur.
- le facteur K de l'injecteur.

Le facteur K d'un injecteur représente la conicité du trou (en %) [107] et est défini tel que :

$$K = 100 \frac{(D_{ent} - D_0)}{L_0} \quad (5.1)$$

Pour les essais qui suivent, ce facteur K est modifié en faisant varier le diamètre d'entrée D_{ent} de l'orifice d'injection (le diamètre D_0 de la section de sortie reste constant), tandis que c'est uniquement le changement de la longueur du trou L_0 qui modifie le rapport L_0/D_0 .

Dénomination	REF	PINJ	PCH	L/D	K > 0	K < 0
P_{inj} [MPa]	150	30	150	150	150	150
P_{ch} [MPa]	5	5	1	5	5	5
CN	29	5	149	29	29	29
L_0/D_0	5	5	5	2,5	5	5
K	0	0	0	0	5	-5

TAB. 5.1 – Paramètres caractéristiques des cas étudiés

Par ailleurs, l'étude de la densité d'aire interfaciale (entre le carburant et le gaz), notée Σ_f , s'avère très intéressante car elle renseigne sur la formation du spray ; en effet, la fragmentation d'un jet n'est rien d'autre qu'une création d'interface carburant-gaz. Ainsi, l'évolution de la grandeur Σ_f dans le temps permet de distinguer des zones de création d'interface, à l'intérieur de la chambre de combustion, en fonction des différentes conditions d'injection testées.

Cette analyse de la grandeur Σ_f offre des perspectives très intéressantes pour le développement d'un modèle d'atomisation de jet basé sur une équation de transport de la densité d'aire interfaciale (à la manière de Vallet et Borghi [168]), notamment dans la détermination des termes sources liés à la cavitation.

Concrètement, un post-traitement adapté permet au code CAVIF de calculer la densité d'aire interfaciale Σ_f (entre le carburant et le gaz), à partir du champ de Y_f (ou α_f). On applique pour cela la méthode PLIC (cf. partie 1.3.3) développée par Li [103] en 2D et précisée par Biausser *et al.* [18] pour les cas tridimensionnels. Par le calcul du gradient de la fraction de carburant au niveau de chaque maille, cette

méthode permet une localisation de l'interface. La diffusion numérique nécessite toutefois de fixer un critère d'existence d'interface (ici $0,4 < \alpha_f < 0,6$). La densité d'aire interfaciale Σ_f est alors calculée comme le rapport entre l'aire interfaciale et le volume élémentaire de calcul considéré (ou, pour un cas bidimensionnel, le rapport entre la longueur d'interface et l'aire de la cellule élémentaire de calcul).

5.2.1 Influence de la pression

La figure 5.8 présente les champs de ρ_m et Σ_f obtenus en fin de simulation des différents cas. Le temps de simulation du cas PINJ est beaucoup plus long puisque la pression d'injection est plus faible que pour les autres cas. De même, pour le cas $K < 0$, la modification de la conicité du trou d'injection réduit la section de passage de carburant : on a donc poursuivi la simulation un peu plus longtemps. Le cas de référence REF présente un champignon classique en tête de jet, ainsi qu'un second tourbillon, plus en amont, issu du *collapse* d'une poche de cavitation, à la manière de ce qui est détaillé au paragraphe 5.1.

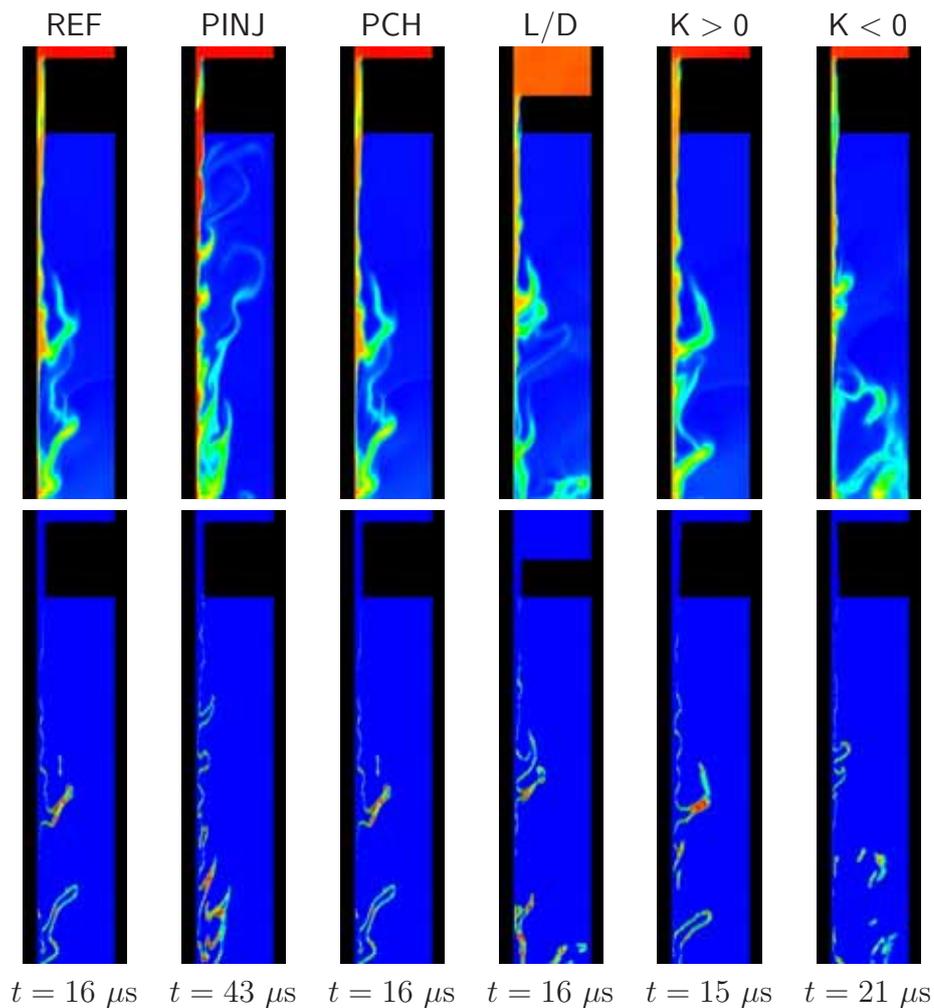


FIG. 5.8 – Les différents cas testés : champ de ρ_m (en haut) et Σ_f (en bas)

Lorsque la pression d'injection est réduite (cas PINJ), la vitesse du jet est plus faible et les poches cavitantes, apparaissant à l'intérieur du trou, ont une structure et une fréquence très différente ($CN = 5$), qui rend toute comparaison difficile. On constate simplement un effet très net de la pression d'injection sur la forme du jet.

La diminution de la pression initiale à l'intérieur de la chambre (cas PCH) n'influe pas (ou très peu) sur la formation du jet.

5.2.2 Influence de la géométrie du trou

Pour les différentes géométries étudiées, les figures 5.9 et 5.10 permettent de corréler les fluctuations de vitesse en sortie d'injecteur, avec la présence de cavitation.

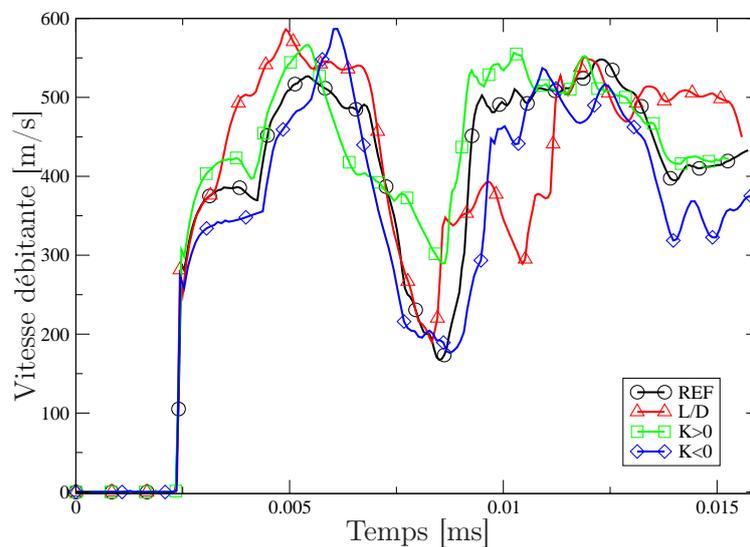


FIG. 5.9 – Évolution de la vitesse débitante

Pour le cas de référence (REF), la figure 5.11 présente également la relation étroite entre le débit et la présence de cavitation. La figure 5.11a montre que le débit massique de carburant chute fortement lorsqu'une poche de cavitation atteint la sortie du trou, du fait de la faible masse volumique de la vapeur. La figure 5.11b, quant à elle, met en relation la présence de cavitation dans l'ensemble du trou avec son arrivée au niveau de la section de sortie. On constate ainsi que la cavitation en sortie du trou a logiquement un léger retard sur sa présence à l'intérieur du trou.

La formation d'aire interfaciale correspondante est présentée par la figure 5.12. Sur la figure 5.12a sont rassemblées les courbes de densité d'aire interfaciale, au niveau de plusieurs profils situés à l'intérieur de la chambre, à différentes distances de la sortie du trou. La densité d'interface augmente ainsi à mesure que l'on s'éloigne de la section de sortie, sous l'effet des forces aérodynamiques qui amplifient la déstabilisation du jet. Le cumul de Σ_f (figure 5.12b) permet de distinguer deux périodes de création d'interface. La première est liée à la formation du champignon de tête

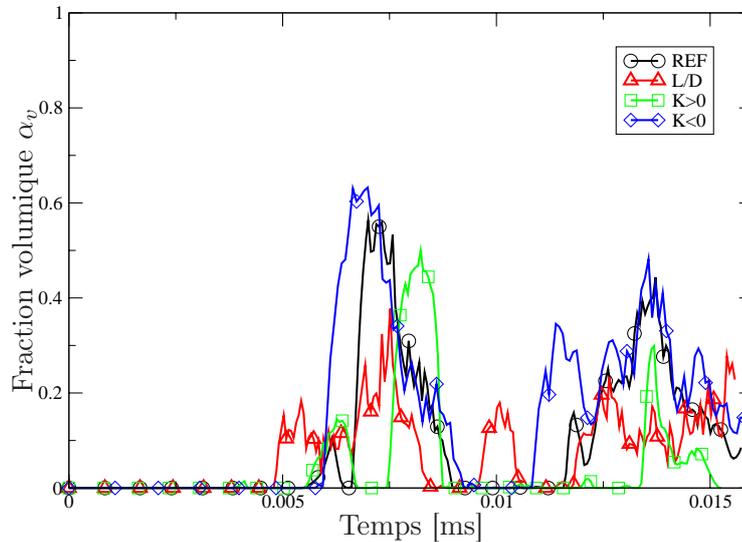


FIG. 5.10 – Évolution de la fraction volumique de vapeur dans la section de sortie

de jet, alors que la seconde correspond à l'instabilité se développant en surface de jet, sous l'effet du *collapse* d'une poche de cavitation.

La diminution du rapport L_0/D_0 (cas L/D) influe sur la formation et surtout le *collapse* des poches cavitantes. Dans la section de sortie, la cavitation diminue en intensité, mais reste présente plus longtemps (figure 5.13). En effet, la longueur plus faible du trou laisse moins de temps aux poches de cavitation pour se développer et celles-ci demeurent au cœur du jet liquide. Elles sont alors moins sensibles aux conditions extérieures, retardant ainsi leur *collapse*.

La création d'aire interfaciale est plus importante que pour le cas REF, mais les deux phases de création d'interface (champignon de tête et instabilité due à la cavitation) se distinguent là aussi nettement (figure 5.14).

La conicité du trou d'injection est connue pour avoir une influence non négligeable sur la cavitation. Le premier cas ($K > 0$) montre un léger infléchissement de la formation de cavitation (figure 5.15), tout en provoquant une augmentation de la création d'aire interfaciale (figure 5.16).

En revanche, pour le cas $K < 0$, la conicité limite le débit de carburant en entrée du trou et, malgré l'apparition importante de cavitation (figure 5.17), conduit à une diminution de l'aire interfaciale créée (figure 5.18).

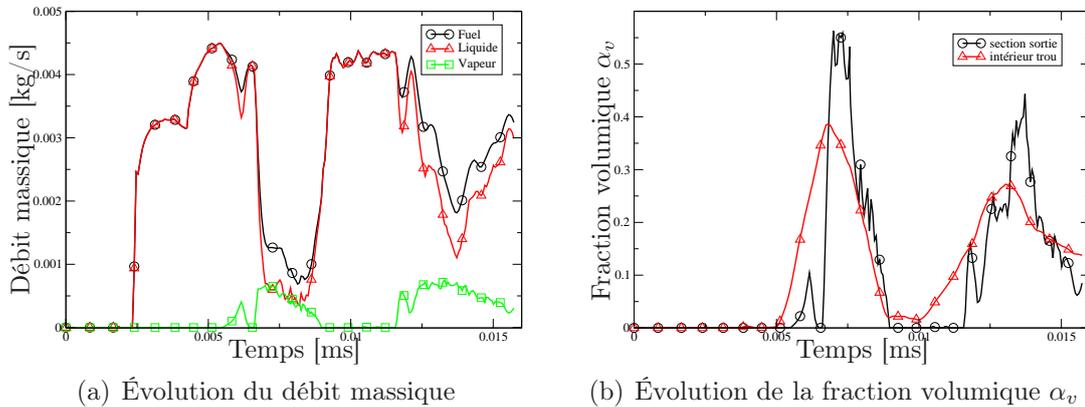


FIG. 5.11 – Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour le cas REF

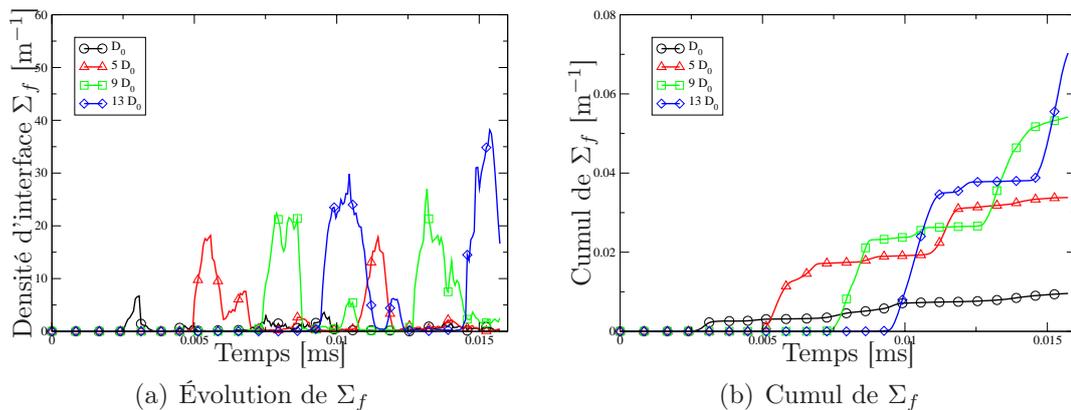


FIG. 5.12 – Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour le cas REF

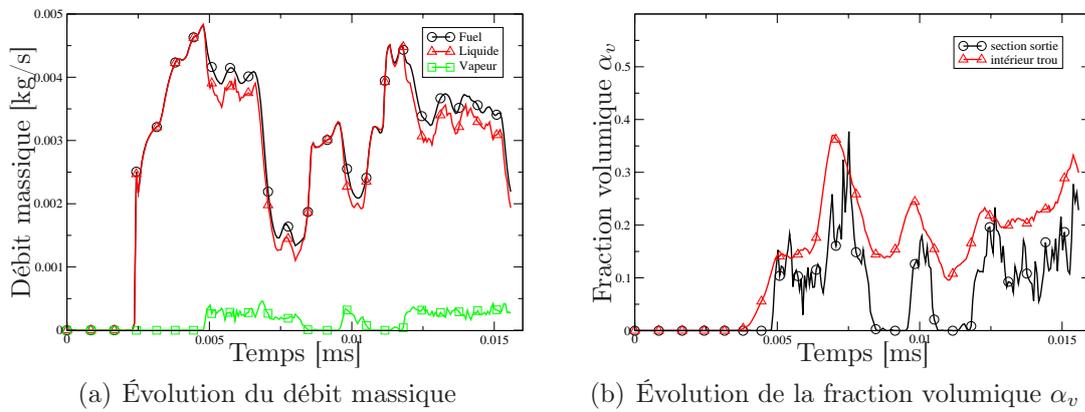


FIG. 5.13 – Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour le cas L/D

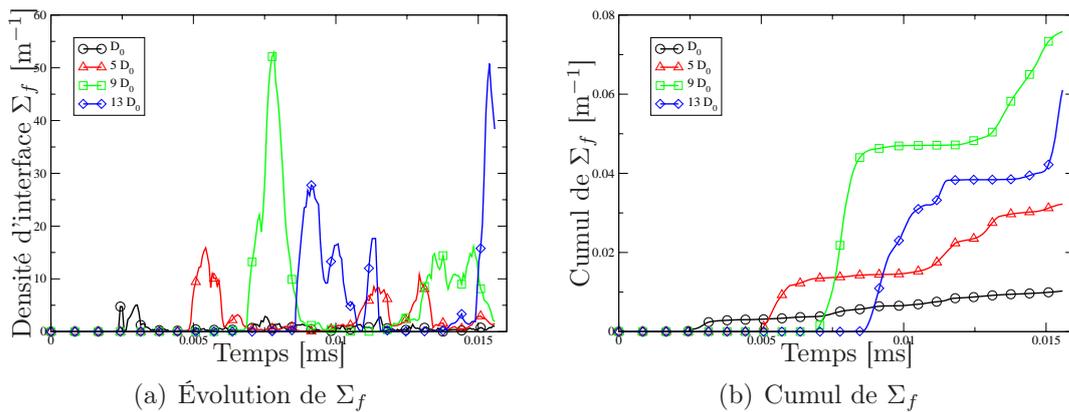


FIG. 5.14 – Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour le cas L/D

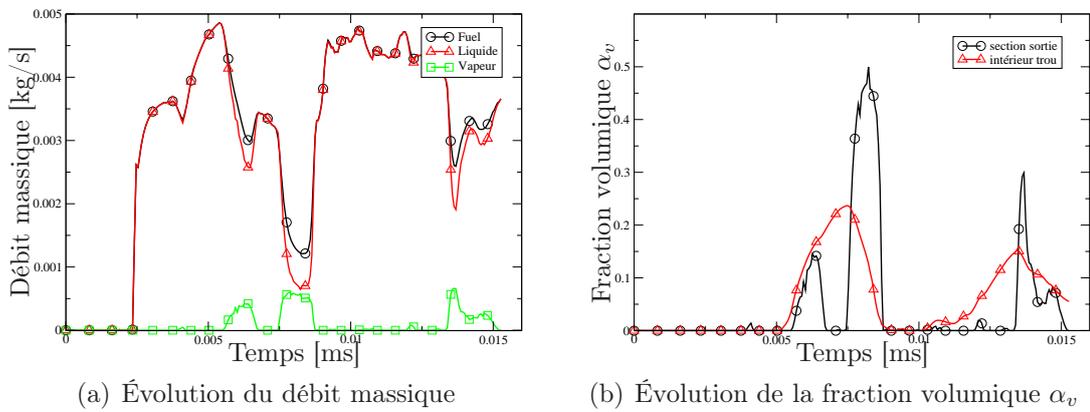


FIG. 5.15 – Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour $K > 0$

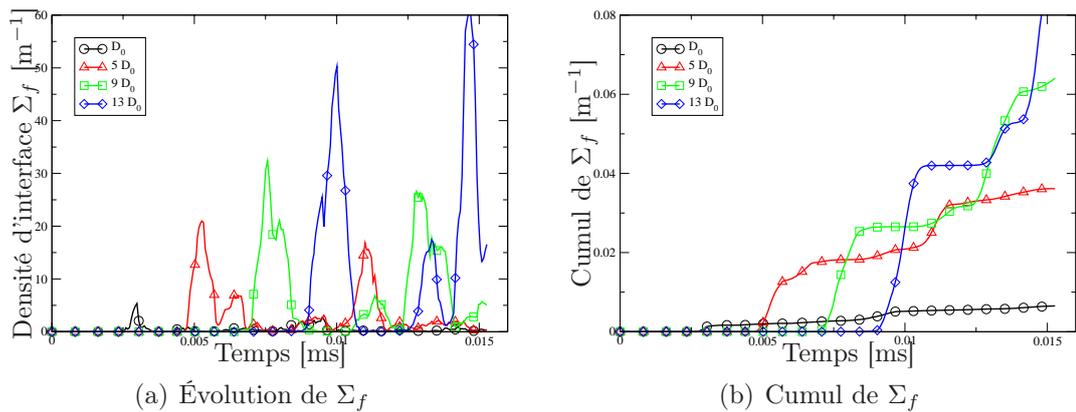


FIG. 5.16 – Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour $K > 0$

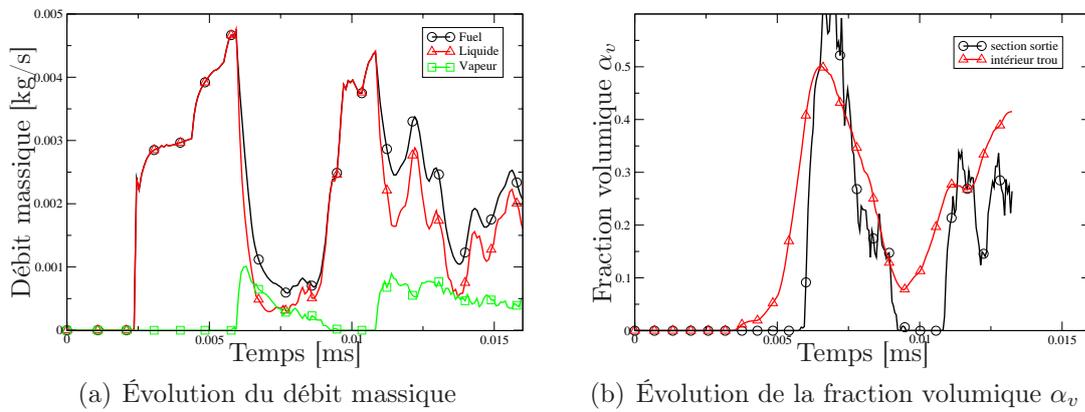


FIG. 5.17 – Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour $K < 0$

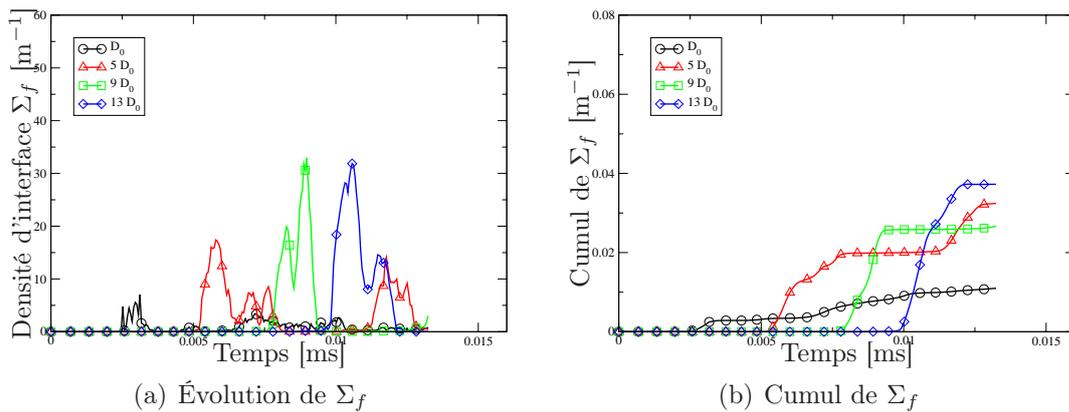


FIG. 5.18 – Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour $K < 0$

5.3 Calculs tridimensionnels

En injection Diesel, le caractère tridimensionnel des écoulements est depuis longtemps reconnu, d'autant plus dans le cas de géométries asymétriques comme un injecteur multi-trou. La simulation 3D est donc un outil puissant d'aide à la compréhension des différents phénomènes. On étudie dans un premier temps un injecteur mono-trou, avant d'analyser plus en détails le cas d'un injecteur réel à six trous.

5.3.1 Injecteur mono-trou

Pour cette simulation, on utilise une géométrie 3D simplifiée d'injecteur mono-trou, sur le modèle des simulations bidimensionnelles du paragraphe 5.1 : le sac de l'injecteur est représenté par un cylindre et les dimensions caractéristiques de l'orifice d'injection prennent des valeurs classiques ($L_0 = 1$ mm et $D_0 = 200$ μm). Le maillage cartésien utilisé (figure 5.19) comporte $60 \times 60 \times 250$ mailles (soit 900 000 mailles au total) et l'on veille à ce que l'intérieur du trou ait une résolution suffisante. Un soin tout particulier est apporté à la régularité et à la symétrie de ce maillage, dans le but d'optimiser le temps de calcul (en maximisant le pas de temps).

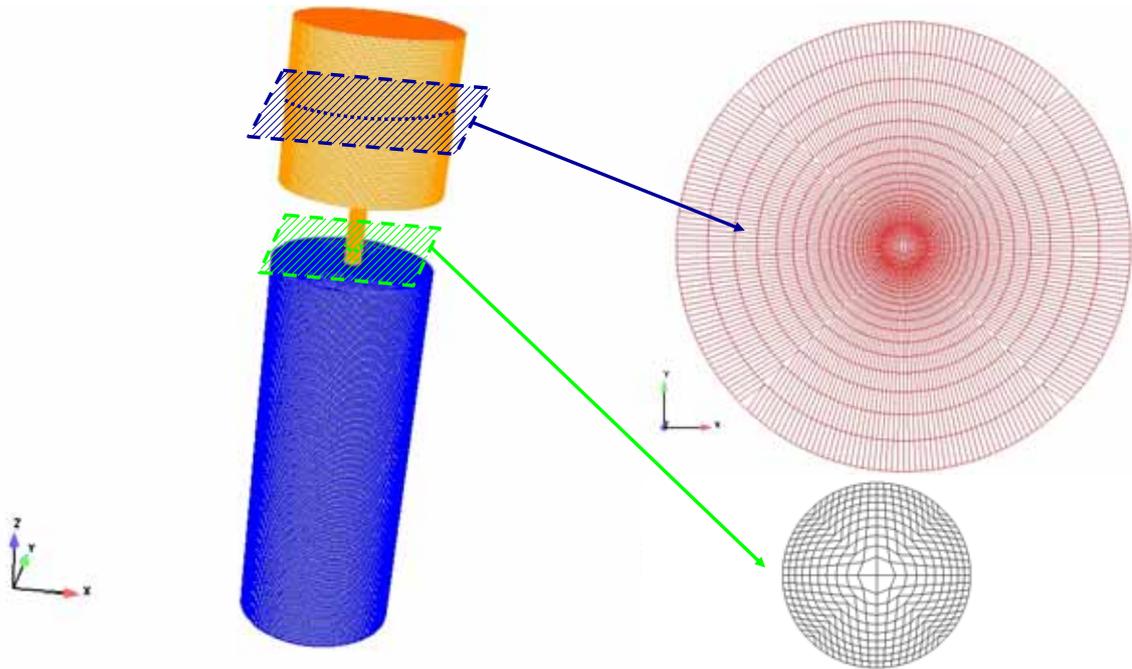


FIG. 5.19 – Maillage 3D d'un injecteur mono-trou simplifié

La figure 5.20 présente une vue globale du domaine de calcul avec, dans un premier temps, la formation du champignon en tête de jet. On retrouve ensuite, comme dans la simulation bidimensionnelle (paragraphe 5.1), l'apparition de cavitation à l'intérieur du trou, le *collapse* de ces bulles de vapeur à l'arrivée dans la chambre et le pincement du jet correspondant. Le second champignon se développe ensuite à l'intérieur de la chambre et l'ensemble du jet demeure relativement symétrique, montrant ainsi la précision numérique et la stabilité du modèle de cavitation implanté.

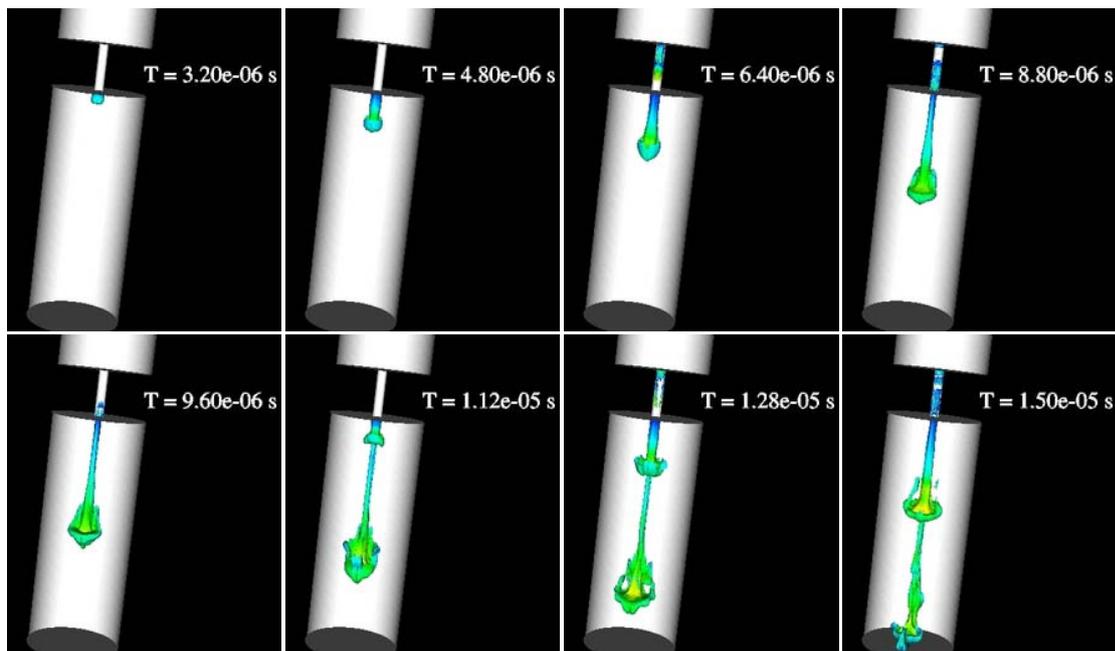


FIG. 5.20 – Géométrie 3D axisymétrique mono-trou : iso-surfaces de $\alpha_f = 0,5$ (dans la chambre) et $\alpha_v = 0,5$ (dans l'injecteur), colorées par la norme de la vitesse

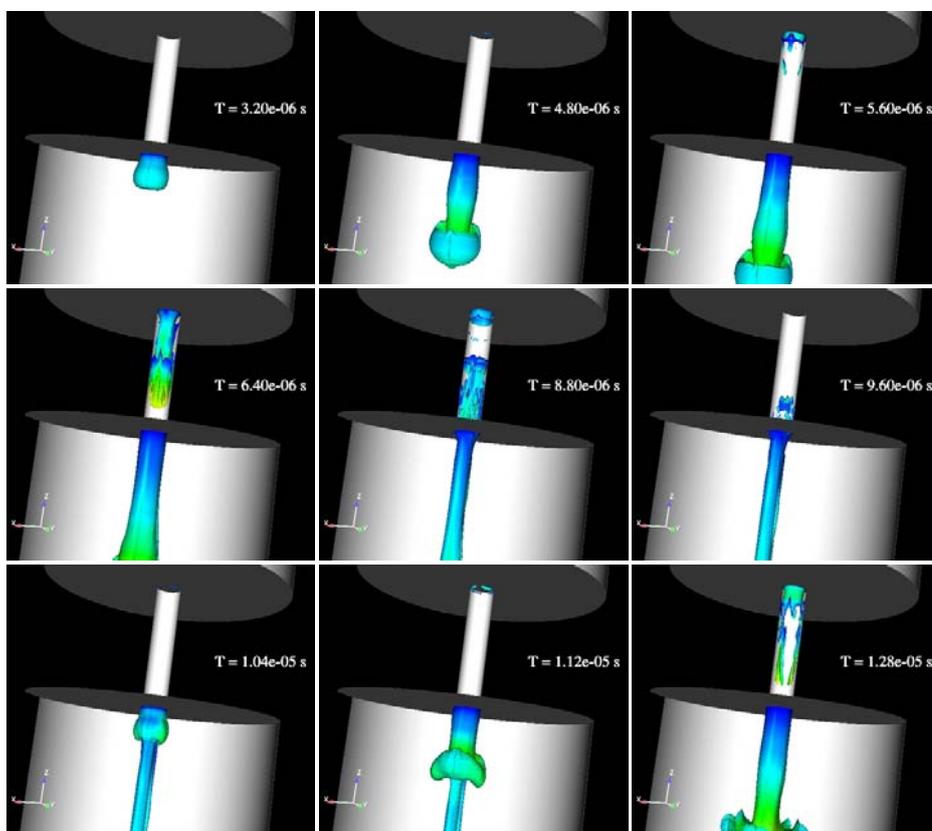


FIG. 5.21 – Zoom sur la sortie de l'injecteur : iso-surfaces de $\alpha_f = 0,5$ (dans la chambre) et $\alpha_v = 0,5$ (dans l'injecteur), colorées par la norme de la vitesse

Grâce à la figure 5.21, une corrélation peut être mise en évidence entre l'aire interfaciale créée par cavitation à l'intérieur du trou (interface liquide-vapeur) et celle qui se développe dans la chambre (interface liquide-gaz), à la suite du *collapse*. Il s'agit là d'une piste de réflexion pour l'établissement d'un modèle d'atomisation, du même type que celui de Vallet et Borghi [168], basé sur une équation de transport de la densité d'interface liquide-gaz.

5.3.2 Injecteur multi-trou

Le calcul 3D devient incontournable quand on s'intéresse à des géométries d'injecteurs asymétriques, les effets tridimensionnels devenant alors prépondérants.

Les calculs présentés dans cette partie ont été réalisés dans le cadre d'un stage, par Moulières [121], sur un injecteur multi-trou, au moyen du code CAVIF. Le maillage représente $1/6^\circ$ du nez d'un injecteur à six trous (figure 5.22a) avec faible angle de nappe (60°) et il est identique à celui utilisé par Habchi *et al.* [72] pour des calculs sans prise en compte de la chambre de combustion (le nez de l'injecteur est représenté par 3 blocs, pour un total de 46 000 mailles).

Un bloc cylindrique a été ajouté en sortie de l'orifice d'injection (figure 5.22b), afin de représenter la chambre de combustion. Pour conserver un nombre de mailles raisonnable (90 000 mailles pour le bloc), les dimensions de cette chambre ont été délibérément réduites, sachant que le cadre des observations se situe dans le voisinage proche de la sortie du trou. En outre, les phénomènes observés sont si violents (vitesses élevées, *collapse*) que la proximité des parois de la chambre n'a que très peu d'influence sur le cœur liquide en sortie d'injecteur (ceci a notamment été vérifié sur la géométrie bidimensionnelle de la partie 4.3).

Le calcul est initialisé avec l'aiguille de l'injecteur en position basse (une levée résiduelle de $10\ \mu\text{m}$ est conservée pour des raisons topologiques). Au cours du calcul, un mouvement de maillage permet à l'aiguille de monter et descendre, selon une loi de levée donnée : une phase d'ouverture de $95\ \mu\text{s}$, une phase statique à ouverture maximale de $15\ \mu\text{s}$ et enfin une phase de fermeture de $130\ \mu\text{s}$ (soit une durée totale d'injection de $240\ \mu\text{s}$). Le pas de temps n'excédant pas 10^{-9} seconde, les calculs se révèlent assez longs (10 jours de temps CPU sur un processeur AMD Opteron 2,2 Ghz d'un cluster Linux). La pression dans la chambre est fixée en début de simulation à 4 MPa, alors que la pression d'injection est de 160 MPa ($CN = 39$).

La série d'images de la figure 5.23 illustre la naissance de la cavitation au niveau de l'entrée du trou, essentiellement sur le bord inférieur de l'arête vive, et son développement jusqu'à la sortie du côté de la chambre de combustion. Le cœur liquide, en sortie du trou, est très perturbé par l'écoulement cavitant.

Les visualisations tridimensionnelles de la figure 5.24 permettent de préciser les choses : le cœur liquide se fractionne en filaments qui se détachent sous l'effet du caractère instationnaire et tridimensionnel de l'écoulement cavitant, conduisant à l'atomisation primaire du jet. Il est possible de mesurer une longueur de cœur liquide, d'après les visualisations, en fixant un critère sur la masse volumique du mélange m ($\rho_m > 0,8\ \text{g/cm}^3$). Cette longueur, qui n'est bien sûr pas constante, oscille autour de 2 mm.

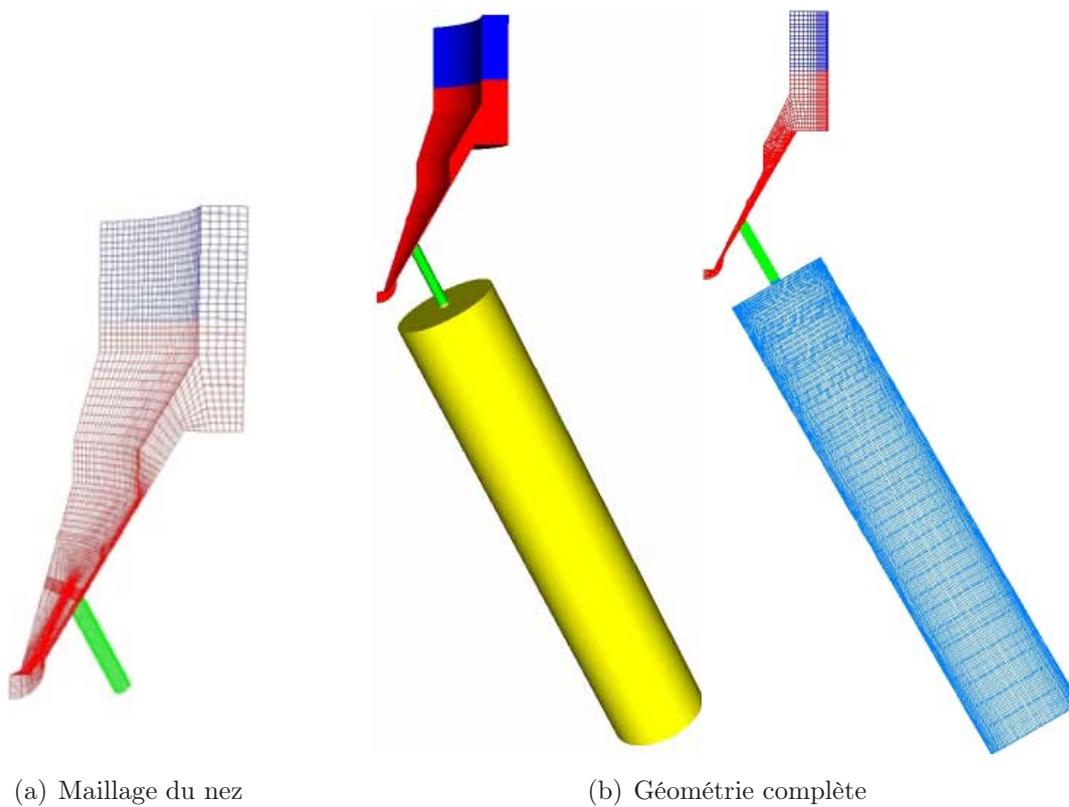


FIG. 5.22 – Maillage 3D d'un injecteur multi-trou : $1/6^e$ du nez d'un injecteur à six trous, prolongé par une chambre remplie d'air

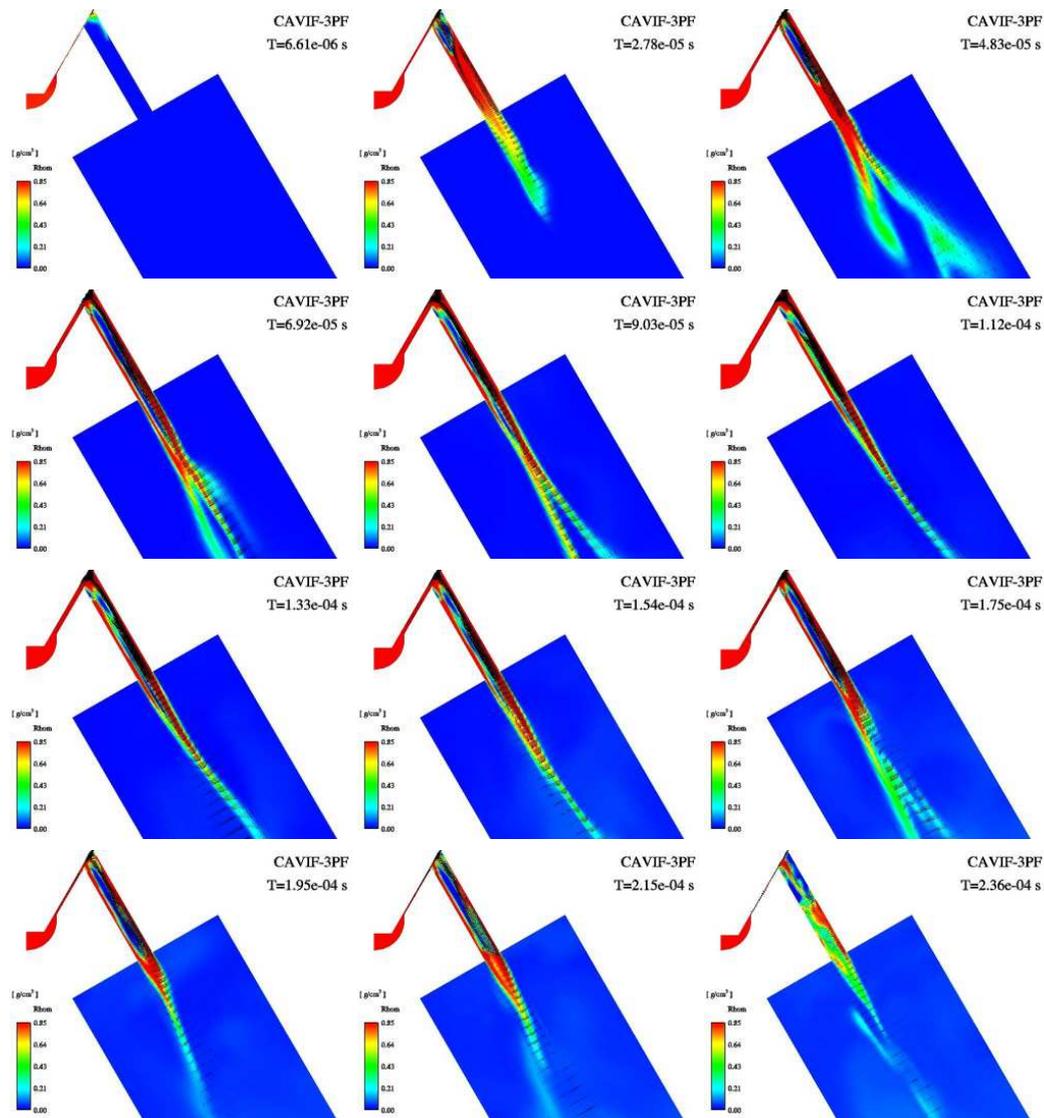


FIG. 5.23 – Simulation d’une injection multi-trou avec levée d’aiguille : champ de ρ_m et vecteurs vitesse ($CN = 39$)

La figure 5.25 présente l’écoulement secondaire qui s’enroule autour de l’axe du trou (vitesses tangentielles importantes), à l’intérieur de l’injecteur et jusque dans la chambre de combustion : la poche de cavitation s’étend bien en aval de la sortie du trou. L’enroulement des lignes de courant autour de la poche de cavitation apparaît clairement sur la figure 5.25a.

Une variation envisageable est d’agrandir l’angle de nappe de l’injecteur, le faisant passer de 60° à 145° (figure 5.26). Ce changement a pour effet de déplacer la cavitation, avec l’apparition d’une poche sur la partie supérieure de l’arête d’entrée du trou. Celle-ci se développe relativement lentement, puis semble se stabiliser à partir de $160 \mu\text{s}$. De plus, une seconde poche prend naissance sur le bord inférieur, en raison de la partie de l’écoulement qui provient du sac et qui remonte avant de pénétrer dans le canal d’injection. La croissance de la poche supérieure, à l’intérieur

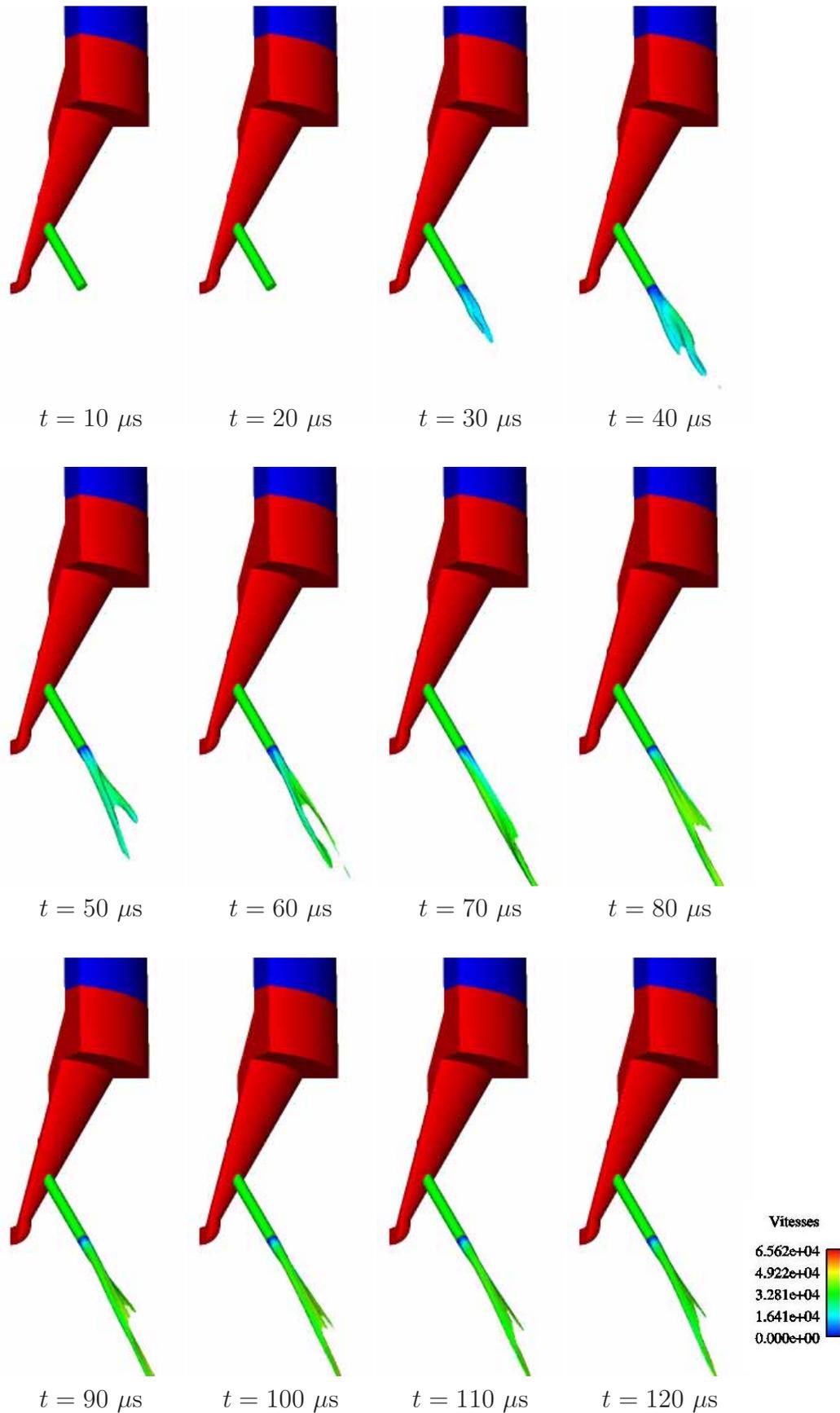
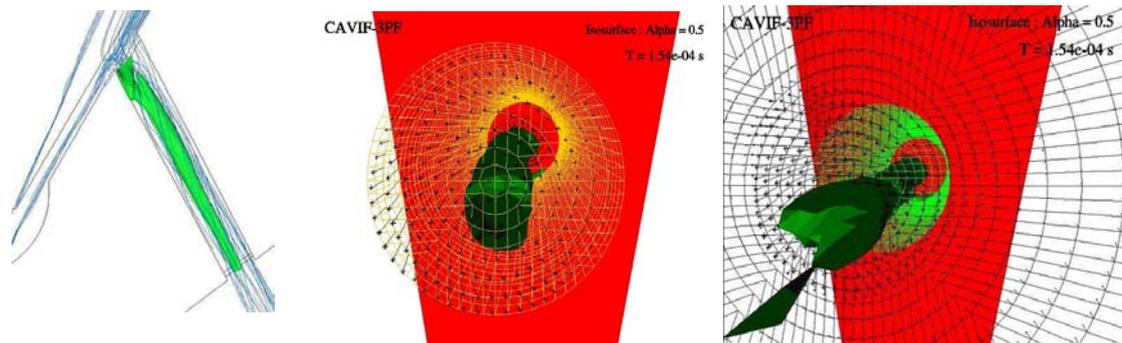


FIG. 5.24 – Vue 3D des iso-surfaces de $\rho_m = 0,8 \text{ g/cm}^3$, colorées par la norme de la vitesse (en cm/s)



(a) Lignes de courant

(b) Vitesse à l'intérieur et en sortie du trou

FIG. 5.25 – Mise en évidence des écoulements secondaires tourbillonnaires, à l'intérieur et en sortie de l'orifice d'injection, à $t = 154 \mu\text{s}$ (iso-surfaces de $\alpha_v = 0,5$)

du trou, est plus lente que pour la configuration à faible angle de nappe : celle-ci atteint l'extrémité aval du trou à partir de $100 \mu\text{s}$ (et n'est pas advectée à l'intérieur de la chambre) alors que, dans la configuration précédente, elle commence à pénétrer dans la chambre à partir de $56 \mu\text{s}$. Par ailleurs, un infléchissement vers le haut de la direction du jet est constaté, dès lors que la poche s'établit sur la partie supérieure de l'arête.

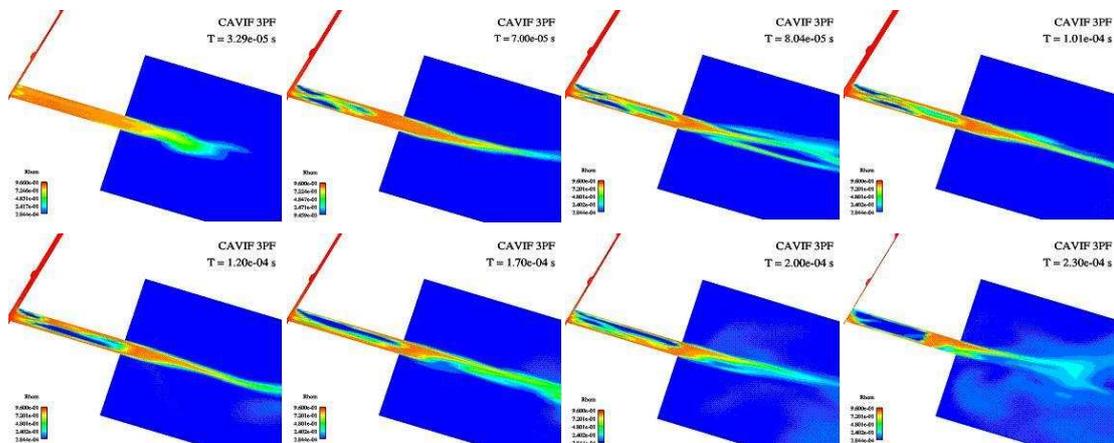


FIG. 5.26 – Influence de l'angle de nappe (145°)

D'un point de vue quantitatif, les résultats obtenus par le code CAVIF, pour cette géométrie d'injecteur multi-trou, sont comparés à des mesures expérimentales sur banc d'essai (figure 5.27). Le taux d'introduction (débit volumique en sortie du trou) est représenté pour différentes configurations testées : la configuration de référence est celle qui correspond aux visualisations de la figure 5.23 ($CN = 39$). On constate un bon accord global entre l'expérience et la simulation : la valeur maximale est très légèrement inférieure à l'expérience, alors que le volume injecté calculé est conforme à celui mesuré ($5,632 \text{ mm}^3$ pour la simulation et $5,6 \text{ mm}^3$ pour l'expérience). Toutefois, une différence de comportement est observée au cours de la phase de levée d'aiguille. En effet, il est possible que la loi de levée utilisée pour le calcul

ne soit pas identique à la loi réelle de l'injecteur du banc. De plus, un défaut de symétrie de l'injecteur, même minime, peut expliquer des différences sur les valeurs mesurées.

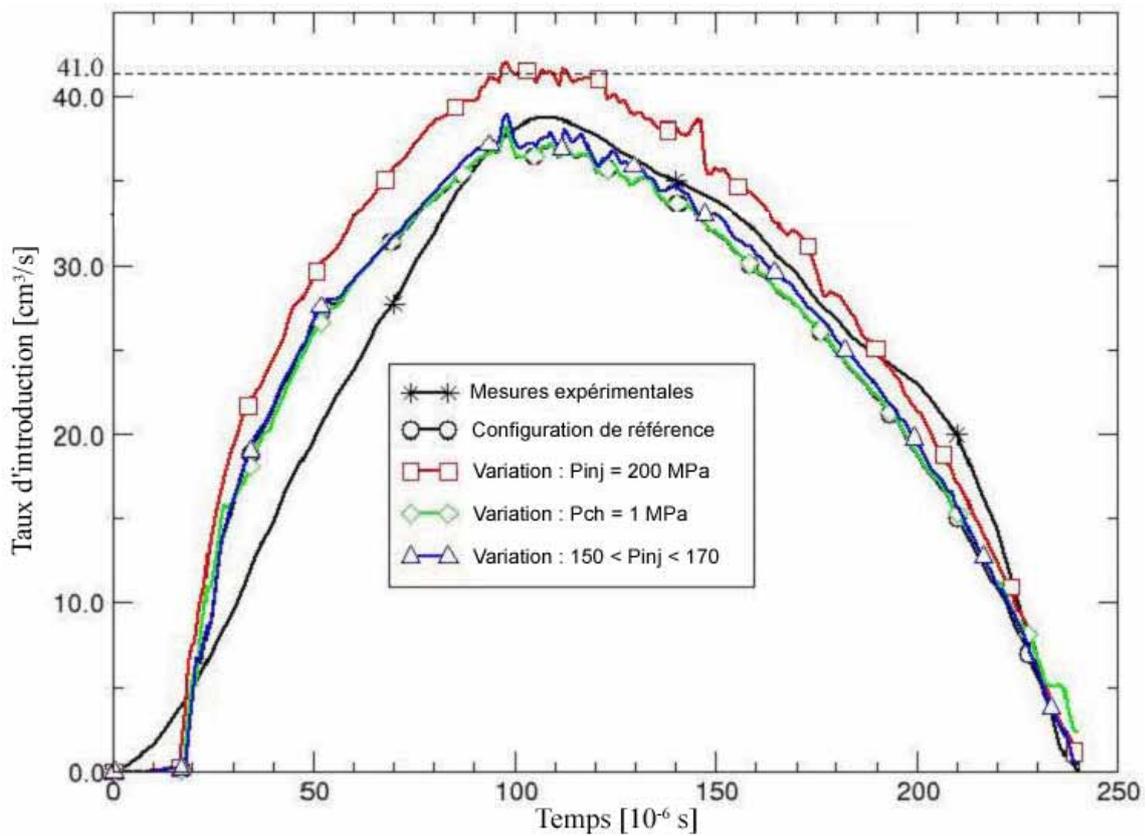


FIG. 5.27 – Comparaison entre le taux d'introduction expérimental et celui mesuré par le code CAVIF

En conclusion, la cavitation, de par son caractère fortement instationnaire, perturbe de manière importante la sortie du jet ainsi que son atomisation. Les poches de vapeur apparaissant ont un impact sur le débit entrant dans chacun des trous d'injection. Mais la géométrie d'un injecteur multi-trou explique également l'apparition d'écoulements secondaires, l'écoulement en entrée du trou n'étant pas parallèle à l'axe de symétrie. Ces écoulements parasites, observés dans nos simulations au sein des orifices d'injection, perturbent le jet jusqu'à la sortie du trou et même au-delà puisque des tourbillons sont parfois observés dans le spray, loin de l'orifice, avec au centre du jet une zone de cavitation (surtout pour les faibles levées d'aiguilles). Ainsi, il semble probable que l'implosion de bulles de vapeur à la sortie de l'orifice combinée à la rotation du fluide favorise l'augmentation de l'angle du jet au début et à la fin de l'injection.

Contrairement à certaines hypothèses d'atomisation, qui considèrent un arrachement progressif de fragments liquides en surface de jet (entraînant la réduction du diamètre de jet), en raison des instabilités qui se développent à l'interface liquide-gaz,

ces simulations semblent montrer que le jet subit un autre phénomène : la rotation du liquide, initiée à l'intérieur de l'injecteur, perdure au sein du cœur liquide et conduit à la formation de ligaments. L'inertie de ces ligaments et la direction très fluctuante du champ de vitesse en sortie d'injecteur les amènent à se détacher du cœur du jet pour, à leur tour, se fractionner en gouttes plus fines. Une fréquence caractéristique de détachement des ligaments a pu être mise en évidence (environ 30 kHz). De nouvelles investigations pourraient rapprocher cette fréquence de celle de lâcher de poches de cavitation.

Des tests avec faible présence de cavitation (en choisissant un facteur de conicité $K > 0$) montrent là encore un jet qui présente un battement caractéristique relativement similaire, prouvant ainsi que la cavitation n'est pas l'unique cause de ces oscillations.

Dans un injecteur réel, des imperfections d'usinage (centrage de l'aiguille) et l'usure des matériaux (hydroérosion) peuvent aussi expliquer la création et l'amplification de tels écoulements secondaires.

Conformément à ces observations, il semble judicieux d'introduire de nouvelles conditions d'injection sur les codes de calcul de combustion dans les moteurs. La prise en compte de l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur est une condition nécessaire à une simulation correcte de l'atomisation des jets Diesel haute pression.

Savoir que l'on sait ce que l'on sait, et savoir que l'on ne sait pas ce que l'on ne sait pas : voilà la véritable science.

Confucius, *Lun Yu*

Conclusion

La connaissance précise des différents phénomènes intervenant à l'intérieur et en sortie des injecteurs Diesel est capitale pour la mise au point d'injecteurs performants et la maîtrise de la combustion à l'intérieur de la chambre. La simulation numérique est un moyen rapide et économique pour tester des configurations différentes. Le développement de codes de calculs est donc privilégié par les constructeurs et équipementiers automobiles.

L'objectif principal de ce travail était de comprendre le couplage entre l'écoulement cavitant à l'intérieur d'un injecteur Diesel et la formation de la partie dense du spray, immédiatement en aval de la buse d'injection.

Résumé du travail réalisé

Une bibliographie conséquente existe sur le sujet de l'atomisation des jets de carburant. Les phénomènes physiques qui la gouvernent sont très complexes et il est difficile de mettre en évidence un phénomène prépondérant, tant les interactions sont nombreuses.

C'est au sein du carburant liquide que l'on trouve l'origine du fractionnement du jet : la turbulence du liquide et la cavitation, naissant à l'intérieur des injecteurs Diesel, donnent au cœur liquide, se formant en sortie de l'injecteur, un caractère très instationnaire et tridimensionnel. Le jet subit en effet d'importantes fluctuations de vitesse débitante, dues essentiellement aux poches de cavitation atteignant la section de sortie du trou. Cette cavitation, dont l'apparition est conditionnée par la géométrie interne des injecteurs Diesel, a déjà été étudiée par de nombreux auteurs, mais peu de choses ont été écrites sur l'influence directe de l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur sur la formation du cœur dense de liquide et l'atomisation primaire qui en résulte. La raison principale réside dans le confinement de tels écoulements (diamètre du trou d'injection de l'ordre de $200\ \mu\text{m}$) ainsi que dans les niveaux de vitesse (jusqu'à $500\ \text{m/s}$) et de pression (jusqu'à $200\ \text{MPa}$) atteints par le liquide, rendant les mesures expérimentales très difficiles.

Les premières perturbations du cœur liquide sont amplifiées, au niveau de l'interface liquide-gaz, donnant naissance, au sein de la couche de mélange, à des tourbillons desquels les premières gouttes ou filaments se détachent. Les propriétés du gaz jouent alors un rôle prépondérant dans le devenir de ces premiers filaments ainsi formés, puisque les effets aérodynamiques entraînent alors leur fragmentation en gouttelettes plus fines.

La simulation de l'atomisation d'un jet Diesel doit donc nécessairement prendre en compte les caractéristiques de l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur, contrairement à la plupart des travaux menés jusqu'ici. La modélisation correspondante est cependant plus complexe, car elle nécessite la prise en compte du carburant liquide, du gaz de la chambre de combustion, mais également du carburant sous forme vapeur contenu à l'intérieur des bulles de cavitation.

De nombreuses méthodes de modélisation d'écoulements multiphasiques existent et le choix d'un modèle de mélange homogène (à un seul pseudo-fluide), sans reconstruction d'interface, a été guidé par la simplicité de mise en œuvre et par les travaux effectués précédemment (Dumont [54]) à l'IFP, dans le code CAVIF. Ce modèle permet de suivre de manière eulérienne chacune des phases en présence, mais les vitesses relatives ne sont pas prises en compte. Le problème principal consiste à déterminer une équation d'état continue, valable pour l'ensemble des phases potentiellement présentes.

Nous avons établi une équation d'état basée, d'une part, sur la relation donnant la vitesse du son dans un mélange de carburant liquide et vapeur établie par Wallis [172] et, d'autre part, sur la loi des gaz parfaits pour le gaz de la chambre de combustion. L'implantation numérique de cette relation a été réalisée au moyen d'une régression bilinéaire par morceaux, utilisant la méthode des moindres carrés.

Avant de tester le comportement de ce modèle sur un injecteur réel, quelques calculs de validation ont été menés avec cette version modifiée du code CAVIF. L'erreur numérique et l'ordre de convergence des schémas numériques ont été évalués et mettent en évidence une précision moyenne mais qui n'est pas dégradée par rapport à la version précédente du code. L'étude du *collapse* d'une bulle de cavitation au voisinage d'une surface libre a été l'occasion de comparer nos simulations avec des données expérimentales : les phénomènes observés sont globalement satisfaisants, au moins d'un point de vue qualitatif. Enfin, des calculs identiques à ceux menés précédemment par Dumont [54] sur une géométrie réaliste d'injecteur 2D ont mis en évidence les améliorations apportées par ce nouveau modèle, en sortie de l'orifice d'injection.

Enfin, plusieurs simulations ont été menées sur différentes configurations d'injecteurs réalistes. Le cas d'un injecteur mono-trou bidimensionnel a d'abord été étudié, dans le but de comprendre ce qu'il advient des poches de cavitation en sortie d'injecteur. Les résultats font état d'un *collapse* des bulles de vapeur, dès l'instant qu'elles ne sont plus à l'intérieur d'une géométrie confinée, où les cisaillements internes à l'écoulement sont importants. Ainsi, la poche de cavitation arrivant à proximité du gaz de la chambre va spontanément imploser, induisant une déstabilisation du jet par un pincement et le développement d'instabilités en surface du jet.

Une étude paramétrique met ensuite en évidence l'influence de la géométrie interne de l'injecteur et des conditions d'injection sur la fragmentation du jet. La corrélation entre le débit massique et la présence de cavitation dans la section de sortie est notamment montrée. En outre, l'analyse de la densité d'aire interfaciale ouvre des perspectives intéressantes pour les modélisations futures.

Des simulations tridimensionnelles sont alors menées, confirmant le caractère tri-

dimensionnel de la structure du jet formé, surtout pour des géométries d'injecteurs asymétriques. L'utilisation du mouvement de maillage offre même la possibilité de simuler la levée d'aiguille, de manière à laisser ou non passer le carburant. Le fractionnement du cœur liquide, en sortie d'un injecteur multi-trou, est fortement influencé par l'écoulement à l'intérieur de l'injecteur, notamment par les poches de cavitation et par les écoulements secondaires qui s'y développent. Le champ de vitesse en sortie d'injecteur est fortement instationnaire et un battement du cœur dense du jet est observé. Ces oscillations provoquent alors le détachement de fragments liquides : c'est l'atomisation primaire du jet.

Le code CAVIF

L'originalité de CAVIF réside dans le regroupement, au sein d'un même code de calcul, des caractéristiques suivantes :

- prise en compte d'écoulements multiphasiques (carburant liquide et vapeur + gaz).
- code tridimensionnel.
- maillages structurés multi-blocs.
- module de mouvement de maillage.
- résolution temporelle d'ordre 3 (Runge-Kutta), permettant de conserver un temps de calcul raisonnable.
- résolution spatiale du second ordre, suffisante pour résoudre les forts gradients de masse volumique et de pression.

Le code CAVIF peut ainsi être considéré comme un maillon de la chaîne visant à simuler un cycle moteur complet, avec combustion (figure 6.1). Un code 0D (ou 1D) peut éventuellement servir à la simulation du système d'injection complet (pompe, rail, tuyauteries), de manière à prendre en compte les fluctuations de pression intrinsèques à la géométrie du système et ainsi transmettre des conditions limites d'entrée en pression à CAVIF. La fraction massique de carburant Y_f et la densité d'aire interfaciale Σ , calculées par le code CAVIF, peuvent alors être réutilisées, soit directement en conditions aux limites d'entrée d'un code de combustion moteur eulérien, soit sous une forme modifiée comme un nombre n et un rayon moyen r de gouttelettes de liquide, toujours en conditions d'entrée, dans le cas d'une approche lagrangienne du spray.

Perspectives

Le code CAVIF, dans sa version actuelle, est un outil permettant de comprendre la phénoménologie la plus complète d'un système complexe et de mettre au point des modèles utilisables par d'autres codes de calcul, employés dans l'industrie. Si la compréhension des phénomènes menant à l'atomisation primaire est l'objectif principal, la simulation d'un processus d'atomisation complet n'est donc pas une finalité. Les forces de capillarité étant négligées, il n'est, en effet, pas question d'envisager le calcul de l'atomisation secondaire. Cependant, à la manière de nombreux auteurs [167, 120, 90], l'écriture d'une équation de transport pour la densité d'aire interfa-

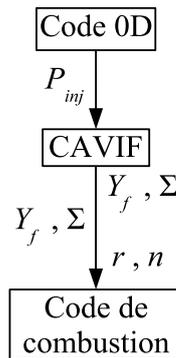


FIG. 6.1 – Couplage de CAVIF avec d'autres codes

ciale Σ offrirait notamment la possibilité de fixer des critères précis de coalescence ou de fractionnement de gouttes.

D'autre part, une vitesse relative entre la phase carburant et la phase gazeuse pourrait être prise en compte en ajoutant un second membre à l'équation de transport de la fraction massique de carburant Y_f . La vitesse de glissement est en effet nécessaire pour prendre en compte les effets aérodynamiques dans le modèle. Cependant, la détermination de cette vitesse serait assez difficile et agirait plutôt comme un paramètre de réglage du modèle.

En outre, comme certains auteurs ont tenté de le faire [39, 8], une étude concernant le traitement de la turbulence dans les écoulements cavitants se révélerait très instructive.

Une amélioration supplémentaire pourrait également être apportée à la relation barotrope établie pour le carburant f (équation 2.72), notamment en ce qui concerne le traitement numérique de la phase purement liquide l . La relation utilisée actuellement se montre parfois trop sensible à la compressibilité, nuisant ainsi à la robustesse du code. A ce sujet, les récents travaux de Liu *et al.* [106] semblent intéressants.

Enfin, l'implantation d'un modèle non isotherme offrirait la possibilité de coupler un modèle d'évaporation au modèle d'atomisation.

Annexes

Annexe A

Le modèle de Vallet et Borghi

Le modèle d'atomisation eulérien proposé par Vallet et Borghi [168, 167] est basé sur un modèle de mélange, entre une phase liquide incompressible l et une phase compressible gazeuse g . Ils choisissent de résoudre les équations de Navier-Stokes moyennées au sens de Reynolds (approche RANS¹).

A.1 Calcul de la dispersion du jet : les équations moyennées

Les équations de base font apparaître des grandeurs moyennées au sens de Favre, c'est-à-dire que les paramètres du problème sont pondérés par la densité. On considère ainsi la fraction massique liquide moyenne \tilde{Y} , telle que $\overline{\rho Y} = \bar{\rho} \tilde{Y}$. De même, $\tilde{u}_i = \overline{\rho u_i} / \bar{\rho}$. On a donc les équations de conservation moyennées suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{Y}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{Y}}{\partial x_i} = - \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u'_i Y'}}{\partial x_i} \\ \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u'_i u'_j}}{\partial x_j} \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

avec A' la fluctuation de la grandeur A telle que $A' = A - \tilde{A}$. L'équation de conservation de la masse totale s'écrit alors :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (\text{A.2})$$

A.2 L'équation d'état

L'équation d'état moyennée (gaz supposé parfait) est choisie telle que :

$$\bar{p} = \frac{\bar{\rho} (1 - \tilde{Y})}{\left(1 - \frac{\bar{\rho} \tilde{Y}}{\rho_l}\right)} \frac{R}{W_g} T_g \quad (\text{A.3})$$

¹RANS : *Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations*

où R est la constante universelle des gaz parfaits, W_g la masse molaire du gaz et T_g la température moyenne du gaz considérée constante. Cette équation d'état est liée à la variation de masse volumique du mélange diphasique en fonction de la fraction massique liquide Y :

$$\frac{1}{\bar{\rho}} = \frac{\tilde{Y}}{\rho_l} + \frac{(1 - \tilde{Y})}{\rho_g} \quad (\text{A.4})$$

Dans le cas d'une zone purement liquide ($\tilde{Y} = 1$), la masse volumique est considérée comme constante et égale à ρ_l .

A.3 Calcul de la taille des gouttes

Afin d'avoir accès à la taille des entités liquides fractionnées, on introduit la grandeur Σ qui représente la densité d'interface et peut être reliée à \tilde{Y} pour déterminer le rayon r des n gouttes formées (le ratio \tilde{Y}/Σ est proportionnel au *SMD*). Si on les suppose sphériques et toutes de même taille, alors : $r = \frac{3\tilde{Y}}{\rho_l\Sigma}$ et $n = \frac{\rho_l^2\Sigma^3}{36\pi\bar{\rho}^2\tilde{Y}^2}$. L'équation de transport de Σ s'écrit par analogie avec l'équation de transport de surface de flamme en combustion turbulente [109] :

$$\frac{\partial\Sigma}{\partial t} + \frac{\partial\Sigma\tilde{u}_i}{\partial x_i} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(D_s \frac{\partial\Sigma}{\partial x_i} \right)}_{\text{(diffusion)}} + \underbrace{(A + a)\Sigma}_{\text{(production)}} - \underbrace{V_s\Sigma^2}_{\text{(destruction)}} \quad (\text{A.5})$$

où D_s est un coefficient de diffusion approprié, $1/A$ et $1/a$ sont deux échelles de temps de production différentes et V_s est un coefficient de destruction ayant la dimension d'une vitesse. Le terme de production est dû à deux phénomènes distincts : la contribution macroscopique A provient de l'étirement de l'interface liquide-gaz dû aux gradients de vitesse moyenne (correspondant à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz) et la contribution microscopique a des petites échelles de turbulence. Dans le terme de destruction, V_s est calculé dans les conditions d'équilibre au niveau des petites échelles, quand production et destruction se compensent.

A.4 Fermetures des équations moyennées

A.4.1 Le flux de diffusion $\overline{\rho u'_i \tilde{Y}'}$

La fermeture du flux de diffusion $\overline{\rho u'_i \tilde{Y}'}$ (équation A.1) pourrait être réalisée par analogie avec la loi de Fick, mais les auteurs privilégient une équation de transport pour ce flux, de manière à prendre en compte la vitesse de glissement. Cette formu-

lation fait apparaître les termes de diffusion, production et destruction suivants :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i Y'}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho u'_i Y' \tilde{u}_j}}{\partial x_j} &= - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{\rho u'_i u'_j Y'} + \overline{p' Y'} \delta_{ij} \right)}_{\text{(diffusion)}} \\ &\underbrace{- \overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial x_j} - (1 - C_{Y_1}) \overline{\rho u'_j Y'} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}_{\text{(production)}} - \underbrace{(1 - C_{Y_2}) \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \overline{\rho} \frac{C_{Y_3}}{\tau_t} \overline{u'_i Y'}}_{\text{(destruction)}} \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

avec $\tau_t = \tilde{k}/\tilde{\varepsilon}$ le temps caractéristique correspondant à l'échelle de turbulence intégrale et les valeurs usuelles suivantes pour les constantes $C_{Y_1} = 0,5$, $C_{Y_2} = 0,5$ et $C_{Y_3} = 5$.

Si on suppose que les termes de production et destruction sont prépondérants, l'expression algébrique suivante est déterminée pour le flux turbulent :

$$\overline{\rho u'_i Y'} = - \frac{\tau_t}{C_{Y_3}} \left[\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial x_j} + (1 - C_{Y_1}) \overline{\rho u'_j Y'} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + (1 - C_{Y_2}) \overline{Y'} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \right] \quad (\text{A.7})$$

A.4.2 Le tenseur de Reynolds $\overline{\rho u'_i u'_j}$

On pourrait utiliser une fermeture classique du type Boussinesq pour le tenseur de Reynolds $\overline{\rho u'_i u'_j}$ (équation A.1) mais, là encore, les auteurs préfèrent utiliser un modèle algébrique du type ASM² [144] dans lequel sont introduits \tilde{k} l'énergie cinétique turbulente diphasique (qui tient compte de la turbulence du liquide, du gaz ainsi que de la vitesse de glissement entre phases) et $\tilde{\varepsilon}$ son taux de dissipation :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \tilde{u}_k u'_i u'_j}}{\partial x_k} &= C_R \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\frac{\tilde{\rho k}}{\tilde{\varepsilon}} \overline{u'_k u'_l} \frac{\partial \overline{u'_i u'_j}}{\partial x_l} \right)}_{(i)} - \underbrace{\overline{\rho u'_i u'_k} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u'_j u'_k} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_k}}_{(ii)} \\ &\underbrace{- \overline{u'_i} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} - \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i}}_{(iii)} - \underbrace{\frac{2}{3} \overline{\rho \tilde{\varepsilon}} \delta_{ij}}_{(iv)} + \overline{p'} \underbrace{\left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)}_{(v)} \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

où (i) est un terme de diffusion, (ii) la production par le mouvement moyen, (iii) l'interaction du champ de pression moyenne avec les fluctuations de masse volumique, (iv) le terme de destruction et (v) la redistribution de l'énergie de turbulence par les fluctuations de pression.

Le terme de redistribution est modélisé de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \overline{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} &= -C_{r_1} \overline{\rho \tilde{\varepsilon}} \left(\frac{\overline{u'_i u'_j}}{\tilde{k}} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) - C_{r_2} \overline{p} \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) \\ &+ C_{r_3} \left(\overline{u'_i} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} + \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \overline{u'_k} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \end{aligned} \quad (\text{A.9})$$

²ASM : Algebraic Stress Model

avec $C_{r_1} = 1,8$, $C_{r_2} = 0,6$ et $C_{r_3} = 0,75$.

L'équation classique pour l'énergie cinétique turbulente $\tilde{k} = \frac{1}{2}\widetilde{u'_i u'_i}$ prend en compte implicitement la variation de la densité :

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{k}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{k} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{Pr_k} \frac{\partial \tilde{k}}{\partial x_i} \right)}_{\text{(diffusion)}} - \underbrace{\tilde{\rho} \widetilde{u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i}}_{\text{(production)}} - \underbrace{\tilde{\rho}}_{\text{(dissipation)}} \quad (\text{A.10})$$

Le coefficient de viscosité turbulente μ_t est défini tel que :

$$\mu_t = \tilde{\rho} C_\mu \frac{\tilde{k}^2}{\tilde{\varepsilon}} \quad (\text{A.11})$$

Par analogie avec un écoulement monophasique, on écrit l'équation du taux de dissipation $\tilde{\varepsilon}$:

$$\frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{\varepsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \tilde{\rho} \tilde{\varepsilon} \tilde{u}_i}{\partial x_i} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\mu_t}{Pr_\varepsilon} \frac{\partial \tilde{\varepsilon}}{\partial x_i} \right)}_{\text{(diffusion)}} + C_{\varepsilon_1} \frac{\tilde{\varepsilon}}{\tilde{k}} \underbrace{\left(-\tilde{\rho} \widetilde{u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} \right)}_{\text{(production)}} - C_{\varepsilon_2} \frac{\tilde{\rho} \tilde{\varepsilon}^2}{\tilde{k}} \quad (\text{A.12})$$

où $C_{\varepsilon_1} = 1,44$, $C_{\varepsilon_2} = 1,92$ et $Pr_\varepsilon = 1,3$ sont les valeurs adoptées classiquement.

Les résultats obtenus par Vallet [167] sont encourageants puisque le modèle s'avère capable de se comporter de manière satisfaisante, dans des configurations d'injection différentes, en gardant les mêmes valeurs pour les constantes de modélisation. Mais la longueur de cœur liquide est mal représentée : la décroissance du *SMD* est trop rapide.

A.5 Fermetures du second ordre

Afin de représenter de manière plus fine la turbulence, Blokkeel *et al.* [21] utilisent ce modèle, mais avec une fermeture du second ordre (modèle $\overline{u'_i u'_j} - \varepsilon$) pour le calcul du flux de diffusion et du tenseur de Reynolds.

A.5.1 Le flux de diffusion $\overline{\rho u'_i Y'}$

L'équation exacte est dérivée comme suit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i Y'}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho u'_i Y' \tilde{u}_j}}{\partial x_j} &= - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u'_i u'_j Y'} + \overline{p' Y'} \delta_{ij})}_{\text{(diffusion)}} \\ &\quad - \underbrace{\overline{\rho u'_i u'_j} \frac{\partial \tilde{Y}}{\partial x_j} - \overline{\rho u'_j Y'} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \overline{Y'} \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_i} + \overline{p'} \frac{\partial Y'}{\partial x_i}}_{\text{(production)}} \end{aligned} \quad (\text{A.13})$$

Les deux derniers termes s'écrivent de la manière suivante :

$$\overline{Y'} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} = \overline{\rho} \widetilde{Y} (1 - \widetilde{Y}) \left(\frac{1}{\rho_l} - \frac{1}{\rho_g} \right) \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \quad (\text{A.14})$$

$$\overline{p' \frac{\partial Y'}{\partial x_i}} = -C'_{Y_1} \overline{\rho u'_i Y'} \frac{\widetilde{\varepsilon}}{k} + C'_{Y_2} \overline{\rho u'_j Y'} \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_j} + C'_{Y_3} \overline{Y'} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} \quad (\text{A.15})$$

A.5.2 Le tenseur de Reynolds $\overline{\rho u'_i u'_j}$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\rho u'_i u'_j}}{\partial t} + \frac{\partial \overline{\rho \widetilde{u}_k u'_i u'_j}}{\partial x_k} &= - \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k} \left(\overline{\rho u'_i u'_j u'_k} + \overline{p' u'_i} \delta_{jk} + \overline{p' u'_j} \delta_{ik} \right)}_{(\text{diffusion})} - \underbrace{\overline{\rho u'_i u'_k} \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u'_j u'_k} \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_k}}_{(\text{production})} \\ &+ \underbrace{\Phi_{ij} + C'_R \left(\overline{u'_i} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} + \overline{u'_j} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \overline{u'_k} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right)}_{(\text{redistribution})} + \underbrace{\overline{u'_j} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \overline{u'_i} \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} - \overline{\rho \varepsilon_{ij}}}_{(\text{compressible})} \end{aligned} \quad (\text{A.16})$$

Malgré ces améliorations, les résultats du modèle sont décevants et Blokkeel *et al.* [21] proposent alors de le modifier en ajoutant une nouvelle contribution dans l'équation du flux turbulent due à la corrélation $\overline{p' \frac{\partial Y'}{\partial x_i}}$: un terme qui représente l'augmentation du flux de masse turbulent due à des phénomènes liés à l'instabilité de Rayleigh-Taylor et un autre qui représente l'accélération turbulente.

Les résultats attestent alors d'une prédiction meilleure du modèle. Les auteurs montrent que les modifications concernant la prise en compte de la turbulence entraînent une diminution du cœur liquide ainsi qu'une légère augmentation de l'angle de spray. La distribution de la taille des gouttes produites lors de l'atomisation est également modifiée : les auteurs constatent un nombre équivalent de gouttes peu élevé, ce qui laisse à penser que les fragments liquides se détachant du jet près du trou d'injection sont plus assimilables à de gros *blobs* qu'à des gouttes.

Annexe B

Approche triphasique du mélange m

L'approche choisie pour représenter le mélange m , constitué à la fois de carburant f (lui-même potentiellement constitué de liquide l ainsi que de vapeur v) et de gaz g peut être réécrite d'une manière plus classique, comme on le ferait pour un véritable mélange triphasique (même si, dans le cas présent, les phases v et g ne peuvent coexister, cf. paragraphe 2.7.2).

En effet, on peut établir une relation, donnant la vitesse du son c_m du mélange triphasique, analogue à l'équation 2.53. Pour ce type de mélange, en suivant le même raisonnement qu'au paragraphe 2.5.1, l'équation 2.43 devient :

$$[\alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2 + \alpha_3\rho_3] u'_m \frac{du'_m}{dx} = -\frac{dp_m}{dx} \quad (\text{B.1})$$

avec α_k la fraction volumique de la phase k ($k = 1, 2, 3$) à l'intérieur du mélange m . La masse volumique de ce mélange m est définie, comme dans l'équation 2.42, par :

$$\rho_m = \alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2 + \alpha_3\rho_3 \quad (\text{B.2})$$

De la même manière, l'écriture de l'équation 2.50 se transforme en :

$$\frac{1}{u'_m} \frac{du'_m}{dx} = - \left[\frac{\alpha_1}{\rho_1 c_1^2} + \frac{\alpha_2}{\rho_2 c_2^2} + \frac{\alpha_3}{\rho_3 c_3^2} \right] \frac{dp_m}{dx} \quad (\text{B.3})$$

ce qui aboutit finalement à réécrire la relation 2.53 de la manière suivante :

$$\frac{1}{c_m^2} = [\alpha_1\rho_1 + \alpha_2\rho_2 + \alpha_3\rho_3] \left[\frac{\alpha_1}{\rho_1 c_1^2} + \frac{\alpha_2}{\rho_2 c_2^2} + \frac{\alpha_3}{\rho_3 c_3^2} \right] \quad (\text{B.4})$$

Dans le cadre de l'approche proposée dans la partie 2.6 (mélange diphasique m constitué d'un carburant f et d'un gaz g), la célérité du mélange est donnée par :

$$\frac{1}{c_m^2} = [\alpha_f\rho_f + \alpha_g\rho_g] \left[\frac{\alpha_f}{\rho_f c_f^2} + \frac{\alpha_g}{\rho_g c_g^2} \right] \quad (\text{B.5})$$

Notons que la vitesse du son du gaz c_g est une pseudo-célérité puisque le gaz est supposé isotherme et non isentropique (cf. la discussion du paragraphe 2.7.1 concernant l'équation d'état utilisée pour le gaz g).

De plus, l'équation 2.54, donnant la vitesse du son à l'intérieur du carburant f , est toujours valable :

$$\frac{1}{c_f^2} = [\alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v] \left[\frac{\alpha_l}{\rho_l c_l^2} + \frac{\alpha_v}{\rho_v c_v^2} \right] \quad (\text{B.6})$$

où α_l et α_v représentent respectivement la proportion de liquide et de vapeur à l'intérieur du mélange f , conformément aux notations de la partie 2.4. On note alors α_l^* et α_v^* les fractions volumiques dans le mélange total m , de sorte que $\alpha_f = \alpha_l^* + \alpha_v^*$. On écrit alors les relations suivantes :

$$\alpha_l = \frac{\alpha_l^*}{\alpha_f} \quad \text{et} \quad \alpha_v = \frac{\alpha_v^*}{\alpha_f} \quad (\text{B.7})$$

avec $\alpha_l + \alpha_v = 1$. On sait par ailleurs, d'après la relation 2.33, que :

$$\rho_f = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v = \frac{\alpha_l^* \rho_l + \alpha_v^* \rho_v}{\alpha_f} \quad (\text{B.8})$$

D'après les relations B.7 et B.8, l'équation B.6 s'écrit alors :

$$\frac{1}{c_f^2} = \frac{\rho_f}{\alpha_f} \left(\frac{\alpha_l^*}{\rho_l c_l^2} + \frac{\alpha_v^*}{\rho_v c_v^2} \right) \quad (\text{B.9})$$

Dans la relation B.5, on remplace $\alpha_f \rho_f$ grâce à l'équation B.8 et $\frac{1}{c_f^2}$ en utilisant l'équation B.9 ce qui aboutit finalement à :

$$\boxed{\frac{1}{c_m^2} = [\alpha_l^* \rho_l + \alpha_v^* \rho_v + \alpha_g \rho_g] \left[\frac{\alpha_l^*}{\rho_l c_l^2} + \frac{\alpha_v^*}{\rho_v c_v^2} + \frac{\alpha_g}{\rho_g c_g^2} \right]} \quad (\text{B.10})$$

On retrouve ainsi la relation B.4, établie par Wallis [172] et écrite pour un mélange triphasique constitué de liquide l , de vapeur v et de gaz g , tout en utilisant une équation d'état barotrope pour le carburant f et la loi des gaz parfaits pour le gaz g .

Dans le même esprit, il est possible d'écrire la définition de ρ_m d'après les équations 2.75 et 2.76 :

$$\rho_m = \alpha_f \rho_f + \alpha_g \rho_g \quad (\text{B.11})$$

qui devient simplement, en utilisant la relation B.8 :

$$\boxed{\rho_m = \alpha_l^* \rho_l + \alpha_v^* \rho_v + \alpha_g \rho_g} \quad (\text{B.12})$$

De la même manière, la viscosité μ_f définie par la relation 2.35 devient, à l'image de l'équation B.8 :

$$\mu_f = \alpha_l \mu_l + \alpha_v \mu_v = \frac{\alpha_l^* \mu_l + \alpha_v^* \mu_v}{\alpha_f} \quad (\text{B.13})$$

permettant ainsi de remplacer μ_f dans l'équation 2.78 :

$$\boxed{\mu_m = \alpha_l^* \mu_l + \alpha_v^* \mu_v + \alpha_g \mu_g} \quad (\text{B.14})$$

Table des figures

1	Évolution du parc automobile mondial (source : OCDE)	13
2	Normes d'émission de particules PM et d'oxydes d'azote NO_x pour les véhicules poids lourds [23]	14
3	L'injection directe et le bol du piston	15
4	Implantation du système <i>Common Rail</i> dans un moteur Diesel	16
5	Vue d'ensemble du système <i>Common Rail</i> et de ses différents composants [10]	17
6	Évolution de l'injection Diesel au cours des trente dernières années (d'après Smallwood et Guilder [155])	18
7	L'injecteur <i>Common Rail</i> et sa buse [10]	18
8	Visualisation de la phase liquide ($P_{inj} = 65 \text{ MPa}$, $P_{ch} = 5 \text{ MPa}$) [117]	19
9	Visualisation simultanée de la phase liquide (partie supérieure) et vapeur (partie inférieure) dans un spray Diesel [171]	21
10	Comparaison des pénétrations liquide et vapeur calculées avec l'expérience ($P_{inj}=150 \text{ MPa}$, $T_{ch}=800 \text{ K}$) [12]	23
1.1	Longueurs caractéristiques du jet : L_1 est appelée longueur de surface intacte et L_2 longueur de cœur liquide [98]	26
1.2	Classification des régimes de fractionnement d'un jet liquide en fonction de la vitesse d'injection	27
1.3	Classification des régimes de fractionnement d'un jet liquide en fonction de la viscosité, de la tension superficielle et du rapport de densités gaz / liquide	28
1.4	Mécanisme de formation de poches cavitantes près de l'arête vive d'entrée du trou de l'injecteur [54]	29
1.5	Modes de vaporisation d'un liquide	30
1.6	Influence de la cavitation sur le profil de vitesse d'injection [54]	31
1.7	Création d'instabilités de surface par la sortie de poches cavitantes [54]	31
1.8	Visualisations expérimentales de la cavitation et de son effet sur le spray	32
1.9	Effets des poches de cavitation sur la surface libre du jet [54]	32
1.10	Visualisations expérimentales ($L_0/D_0 = 5$) de Chaves <i>et al.</i> [31]	33
1.11	Mécanisme de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz [136]	34
1.12	Hypothèses de formation de ligaments dans la couche de mélange	35
1.13	Influence sur un jet liquide de la densité du gaz dans lequel il est injecté	35
1.14	Schéma du mécanisme d'atomisation proposé par Ruiz et Chigier [145]	36

1.15	Visualisation des différentes échelles du jet Diesel ($P_{inj} = 100$ MPa, $P_{ch} = 6$ MPa, $D_0 = 200 \mu\text{m}$) [36]	39
1.16	Classement des scénarios de <i>breakup</i> selon We_g [130]	41
1.17	Représentation schématique des ondes se formant en surface du jet, donnant naissance à des gouttes [138]	44
1.18	Entraînement du gaz et diffusion de la vapeur sans (à gauche) et avec (à droite) le modèle CLE [12]	46
1.19	Comparaison de la pénétration vapeur mesurée (à gauche) et calculée avec <i>Wave-FIPA</i> + CLE (au milieu) et avec <i>Wave-FIPA</i> sans le modèle CLE (à droite) [12]	47
1.20	Injection directe Diesel : les phases en présence	51
1.21	Modélisation de l'atomisation primaire par Jay <i>et al.</i> [90]	56
1.22	Maillage mobile destiné à l'étude de la déformation d'une bulle [102]	57
1.23	(a) Interface réelle et fractions volumiques correspondantes; (b) Reconstruction par CIAM (Calcul d'Interface Affine par Morceaux); (c) Grille de calcul MAC [180]	59
1.24	Méthode de suivi d'interface en 2D (à gauche) et 3D (à droite) [165, 166]	60
2.1	Vitesse du son d'un mélange diphasique composé d'eau liquide et de bulles d'air à la pression atmosphérique pour $K = 1,4$ et $K \rightarrow 1$: comparaison avec les données expérimentales de Karplus ainsi que celles de Gouse et Brown [25]	74
2.2	Vitesse du son c_f d'un mélange diphasique composé de carburant sous forme vapeur v de vitesse du son $c_v = 300$ m/s et de carburant sous forme liquide l de vitesse du son $c_l = 1200$ m/s	75
2.3	Partie purement diphasique (mélange de carburant liquide et vapeur) de l'équation d'état barotrope $p_f = f(\rho_f)$ ($\rho_v = 9,58 \cdot 10^{-3}$ kg/m ³ , $\rho_l = 850$ kg/m ³ , $c_v = 300$ m/s et $c_l = 1200$ m/s)	76
2.4	Équation d'état barotrope $p_f = f(\rho_f)$ utilisée pour le mélange de carburant liquide et vapeur ($\rho_v = 9,58 \cdot 10^{-3}$ kg/m ³ , $\rho_l = 850$ kg/m ³ , $c_v = 300$ m/s et $c_l = 1200$ m/s)	78
2.5	Schéma de résolution du modèle prenant en compte les phases carburant (à la fois liquide et vapeur) et gaz	82
2.6	Schéma de construction de la relation $\rho_m = f(p_m, Y_f)$	83
2.7	Équation d'état du mélange $m = (l + v) + g$, pour le cas où $\rho_v < \rho_f < \rho_l$	84
2.8	Équation d'état du mélange $m = l + g$	85
3.1	Discrétisation spatiale dans CAVIF	89
3.2	Résolution numérique dans le code CAVIF	95
3.3	Comparaison de la diffusion numérique de différents schémas d'advection	97
3.4	Étude sur la condition <i>CFL</i> du calcul	98
3.5	Étude sur la sensibilité à la résolution spatiale	98
3.6	Ordre de convergence du schéma numérique de CAVIF : variation de l'erreur relative en fonction de la taille caractéristique des mailles de calcul	99

3.7	Résultat de la régression polynomiale de la surface représentant l'équation d'état du mélange $m = (l + v) + g$, pour le cas où $\rho_v < \rho_f < \rho_l$	102
3.8	Topologie d'un réseau de neurones : dans chaque unité de la couche cachée, les variables sont combinées de façon linéaire, puis le réseau de neurones applique une transformation non-linéaire à chacune de ces combinaisons et finalement, les valeurs résultant des unités cachées sont combinées de façon linéaire pour obtenir la valeur prédite [52]	103
3.9	Interpolation de l'équation d'état $p_m = f(\rho_m, Y_f)$ par un réseau de neurones (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles, choisies arbitrairement, calculées par la relation analytique issue du réseau de neurones)	105
3.10	Grille d'interpolation dans le plan (Y_f, ρ_m)	106
3.11	Algorithme de calcul de la pression p_m pour un couple (ρ_m, Y_f) , d'après la grille d'interpolation	107
3.12	Zoom sur la grille d'interpolation : cas d'un couple (ρ_m, Y_f) qui respecte les conditions $Y_f(i) < Y_f < Y_f(i+1)$ et $\rho_m(i, j) < \rho_m < \rho_m(i, j+1)$, mais qui n'appartient pourtant pas à la maille (i, j)	108
3.13	Interpolation sur l'ensemble de l'équation d'état (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles, choisies arbitrairement, calculées par l'algorithme présenté à la figure 3.11)	109
3.14	Interpolation par morceaux sur la partie de l'équation d'état du mélange $m = (l + v) + g$, pour le cas où $\rho_v < \rho_f < \rho_l$ et $0 < Y_f < 0,85$ (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles calculées par l'algorithme)	110
3.15	Interpolation par morceaux sur la partie de l'équation d'état du mélange $m = (l + v) + g$, pour le cas où $\rho_v < \rho_f < \rho_l$ et $Y_f \rightarrow 1$ (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles calculées par l'algorithme)	110
3.16	Interpolation par morceaux sur la partie de l'équation d'état assurant la transition entre le mélange $m = l + g$ et $m = (l + v) + g$ (trait continu — : courbe théorique ; croix + : valeurs ponctuelles calculées par l'algorithme)	111
4.1	Initialisation du champ de densité ρ_m sur le maillage carré	114
4.2	Profil de vitesse (U_{prof}^{max} est la norme de la vitesse maximale sur le profil considéré), selon la direction X ou Z , passant par le centre du domaine (point de coordonnées x^c et z^c)	115
4.3	Sensibilité au maillage de la convection du liquide : profils de masse volumique ρ_m , selon la direction Z , passant par le centre du carré de liquide (point de coordonnées $\frac{x^c}{2}$ et z^c), en début et fin de simulation	115
4.4	Rotation solide, dans le sens trigonométrique, d'un carré de liquide : champ de ρ_m (les iso-lignes correspondent aux valeurs : $0,3 \rho_m^0 - 0,5 \rho_m^0 - 0,7 \rho_m^0$)	116
4.5	Rotation avec déformation, dans le sens trigonométrique : champ de ρ_m (les iso-lignes correspondent aux valeurs : $0,3 \rho_m^0 - 0,5 \rho_m^0 - 0,7 \rho_m^0$)	118
4.5	(suite) Rotation avec déformation, dans le sens horaire	119

4.6	Sensibilité au maillage de la convection du liquide : profils de masse volumique ρ_m , selon la direction Z , passant par le centre du carré de liquide (point de coordonnées $\frac{x^c}{2}$ et z^c), en début et fin de simulation	120
4.7	Ordre de convergence des schémas numériques : variation de l'erreur relative en fonction de la taille caractéristique des mailles de calcul . .	120
4.8	Visualisations de la croissance (en haut) et du <i>collapse</i> (en bas) d'une bulle de vapeur au voisinage d'une surface libre [19]	122
4.9	Initialisation du test de <i>collapse</i> (à gauche : champ de ρ_m (en g/cm ³) ; à droite : champ de α_f)	123
4.10	Simulation (code CAVIF) du <i>collapse</i> d'une bulle de vapeur au voisinage d'une surface libre ($\gamma = 1$) : iso-contour de $\rho_m = 100$ kg/m ³ . . .	124
4.11	Croissance de bulle (à gauche) et <i>collapse</i> (à droite) : résultats expérimentaux ($\gamma = 1$) de Blake et Gibson [19]	124
4.12	Simulation (code CAVIF) du <i>collapse</i> d'une bulle de vapeur au voisinage d'une surface libre ($\gamma = 1, 5$) : iso-contour de $\rho_m = 400$ kg/m ³ .	125
4.13	Croissance de bulle (à gauche) et <i>collapse</i> (à droite) : résultats expérimentaux ($\gamma = 1, 5$) de Blake et Gibson [19]	125
4.14	Maillage 2D de l'injecteur mono-trou utilisé par Dumont [54]	127
4.15	Maillage 2D de l'injecteur et de la chambre de combustion	128
4.16	Zoom sur l'orifice d'injection avec NSCBC : champ de ρ_m (en g/cm ³)	130
4.17	Zoom sur l'orifice d'injection avec NSCBC : champ de α_v	130
4.18	Zoom sur l'orifice d'injection avec chambre : champ de ρ_m (en g/cm ³)	131
4.19	Zoom sur l'orifice d'injection avec chambre : champ de α_v	131
4.20	Zoom sur l'orifice d'injection avec chambre : champ de α_v	132
4.21	Évolution temporelle du coefficient de décharge	132
4.22	Évolution temporelle de la vitesse moyenne débitante	133
4.23	Évolution temporelle de la proportion de liquide dans une section donnée (traits continus : sur une section située à l'intérieur de l'orifice de l'injecteur, à $1,7D_0$ de la sortie ; traits pointillés : sur la section de sortie de l'injecteur)	134
4.24	Injection 2D dans une chambre fermée : champ de ρ_m (en g/cm ³) . .	135
5.1	Maillage 2D d'un injecteur mono-trou, avec formation de cavitation (à gauche) et sans cavitation (à droite)	138
5.2	Résultats du calcul cavitant : champ de ρ_m (en g/cm ³)	139
5.3	Résultats du calcul non cavitant : champ de ρ_m (en g/cm ³)	140
5.4	Simulation 2D de la géométrie complète : champ de ρ_m ($L_0/D_0 = 5$, $CN = 19$)	142
5.5	Résultats du calcul cavitant : champ de Y_f	143
5.6	Résultats du calcul cavitant : champ de α_v	143
5.7	Résultats du calcul cavitant : champ de ρ_m (en g/cm ³) et profils de vitesse situés à 0, 1 et 2 diamètres D_0 de la sortie du trou	144
5.8	Les différents cas testés : champ de ρ_m (en haut) et Σ_f (en bas) . . .	146
5.9	Évolution de la vitesse débitante	147
5.10	Évolution de la fraction volumique de vapeur dans la section de sortie	148

5.11	Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour le cas REF	149
5.12	Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour le cas REF	149
5.13	Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour le cas L/D	150
5.14	Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour le cas L/D	150
5.15	Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour $K > 0$	151
5.16	Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour $K > 0$.	151
5.17	Évolution temporelle du débit massique et de la fraction volumique de vapeur, pour $K < 0$	152
5.18	Évolution temporelle de la densité d'aire interfaciale Σ_f , pour $K < 0$.	152
5.19	Maillage 3D d'un injecteur mono-trou simplifié	153
5.20	Géométrie 3D axisymétrique mono-trou : iso-surfaces de $\alpha_f = 0,5$ (dans la chambre) et $\alpha_v = 0,5$ (dans l'injecteur), colorées par la norme de la vitesse	154
5.21	Zoom sur la sortie de l'injecteur : iso-surfaces de $\alpha_f = 0,5$ (dans la chambre) et $\alpha_v = 0,5$ (dans l'injecteur), colorées par la norme de la vitesse	154
5.22	Maillage 3D d'un injecteur multi-trou : $1/6^e$ du nez d'un injecteur à six trous, prolongé par une chambre remplie d'air	156
5.23	Simulation d'une injection multi-trou avec levée d'aiguille : champ de ρ_m et vecteurs vitesse ($CN = 39$)	157
5.24	Vue 3D des iso-surfaces de $\rho_m = 0,8 \text{ g/cm}^3$, colorées par la norme de la vitesse (en cm/s)	158
5.25	Mise en évidence des écoulements secondaires tourbillonnaires, à l'intérieur et en sortie de l'orifice d'injection, à $t = 154 \mu\text{s}$ (iso-surfaces de $\alpha_v = 0,5$)	159
5.26	Influence de l'angle de nappe (145°)	159
5.27	Comparaison entre le taux d'introduction expérimental et celui mesuré par le code CAVIF	160
6.1	Couplage de CAVIF avec d'autres codes	166

Liste des tableaux

1	Évolution du taux de véhicules Diesel en Europe de l'Ouest, en % des véhicules particuliers immatriculés (source : CCFA)	14
2	Paramètres géométriques et physiques à l'intérieur de l'injecteur	19
3	Paramètres géométriques et physiques à l'intérieur de la chambre de combustion	20
4	Propriétés physiques d'un gazole dans les conditions de température standards (300 K)	20
1.1	Échelles caractéristiques des différents phénomènes en sortie d'un injecteur Diesel	37
1.2	Comparaison des différentes méthodes de modélisation diphasique	62
2.1	Expressions répertoriées dans la littérature pour le calcul de la viscosité d'un mélange diphasique	69
3.1	Coefficients du schéma Runge-Kutta d'ordre 3 utilisés dans le code CAVIF [54]	92
5.1	Paramètres caractéristiques des cas étudiés	145

Bibliographie

- [1] **ABRAMOWITZ** (M.) et **STEGUN** (I.A.). – *Handbook of Mathematical Functions*. – Washington D.C., U.S. Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1964, volume 55. 91
- [2] **ALAJBEGOVIC** (A.), **GROGGER** (H.A.) et **PHILIPP** (H.). – Calculation of nozzles using the two-fluid model. *Dans : 7th annual Conference Computational Fluid Dynamics Society of Canada*. – Canada, 1999. 53
- [3] **AMSDEN** (A.A.), **O’ROURKE** (P.J.) et **BUTLER** (T.D.). – *KIVA-II : a computer program for chemically reactive flows with sprays*. – Rapport technique n° LA-11560-MS, Los Alamos National Laboratory, 1989. 21, 91, 92
- [4] **ARCOUMANIS** (C.) et **GAVAISES** (M.). – Linking nozzle flow with spray characteristics in a Diesel fuel injection system. *Atomization and Sprays*, vol. 8, 1998, pp. 307–347. 29
- [5] **ARCOUMANIS** (C.), **GAVAISES** (M.) et **FRENCH** (B.). – Effect of fuel injection processes on the structure of Diesel sprays. *SAE 970799*, 1997. 48
- [6] **ASHGRIZ** (N.) et **POO** (J.Y.). – FLAIR : Flux Line-segment model for Advection and Interface Reconstruction. *J. Comp. Phys.*, vol. 93, n° 449, 1991. 58
- [7] **AVVA** (R.K.), **SINGHAL** (A.K.) et **GIBSON** (D.H.). – An enthalpy based model of cavitation. *FED-ASME*, vol. 226, 1995. 70, 71
- [8] **BASUKI** (W.), **SCHNERR** (G.H.) et **YUAN** (W.). – Single-phase and modified turbulence models for simulation of unsteady cavitating flows. *Dans : Proceedings German-Japanese Workshop on Multiphase Flow*. Forschungszentrum Karlsruhe, pp. F14–F29. – Karlsruhe, Allemagne, 2003. 64, 166
- [9] **BATCHELOR** (G.K.). – *An introduction to fluid dynamics*. – Cambridge University Press, 1967. 33
- [10] **BAUER** (H.), **DIETSCHKE** (K.H.), **CREPIN** (J.), **DINKLER** (F.) et **BEER** (A.). – *Système d’injection Diesel à accumulateur Common Rail*. – Rapport technique, Robert Bosch GmbH, 1999. 15, 17, 18, 177
- [11] **BAZ** (I.). – *Contribution à la caractérisation de la cavitation dans les injecteurs Diesel à haute pression*. – Thèse de Doctorat, École Centrale de Lyon, 2003. 23
- [12] **BÉARD** (P.), **DUCLLOS** (J.M.), **HABCHI** (C.), **BRUNEAUX** (G.), **MO-KADDEM** (K.) et **BARITAUD** (T.). – Extension of lagrangian-eulerian spray modeling : Application to high pressure evaporating Diesel sprays. *SAE 2000-01-1893*, 2000. 22, 23, 45, 46, 47, 177, 178

- [13] **BENJAMIN** (T.B.) et **ELLIS** (A.T.). – The collapse of cavitation bubbles and the pressures thereby produced against solid boundaries. *Phil. Trans. Roy. Soc.*, vol. A 260, 1966, pp. 221–240. 121
- [14] **BENKENIDA** (A.). – *Développement et validation d'une méthode de simulation d'écoulements diphasiques sans reconstruction d'interfaces. Application à la dynamique des bulles de Taylor.* – Thèse de Doctorat, INP Toulouse, 1999. 69, 113
- [15] **BERG** (E.v.), **ALAJBEGOVIC** (A.), **GREIF** (D.), **POREDOS** (A.), **TATSCHL** (R.), **WINKLHOFFER** (E.) et **GANIPPA** (L.C.). – Primary breakup model for Diesel jets based on locally resolved flow field in the injection hole. *Dans : ILASS-Europe.* – Zaragoza, Espagne, 2002. 53
- [16] **BERG** (E.v.), **ALAJBEGOVIC** (A.), **TATSCHL** (R.), **KRÜGER** (C.) et **MICHELS** (U.). – Multiphase modeling of Diesel sprays with the eulerian/eulerian approach. *Dans : ILASS-Europe.* – Zürich, Suisse, 2001. 54
- [17] **BERGWERK** (W.). – Flow pattern in Diesel nozzle spray holes. *Proc. of the Inst. of Mech. Engineers*, vol. 173, n° 25, 1959, pp. 655–660. 17, 29
- [18] **BIAUSSER** (B.), **GUIGNARD** (S.), **MARCER** (R.) et **FRAUNIE** (P.). – 3D two phase flows numerical simulations by SL-VOF method. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, vol. 45, 2004, pp. 581–604. 58, 145
- [19] **BLAKE** (J.R.) et **GIBSON** (D.C.). – Growth and collapse of a vapour cavity near free surface. *J. Fluid Mech.*, vol. 111, 1981, pp. 124–140. 121, 122, 123, 124, 125, 180
- [20] **BLAKE** (J.R.), **TAIB** (B.B.) et **DOHERTY** (G.). – Transient cavities near boundaries. Part 2. Free surface. *J. Fluid Mech.*, vol. 181, 1987, pp. 197–212. 121
- [21] **BLOKKEEL** (G.), **SILVANI** (X.), **DEMOULIN** (F.X.) et **BORGHI** (R.). – An eulerian model to improve the primary breakup modeling of atomizing jet. *Dans : ILASS-Europe.* – Zaragoza, Espagne, 2002. 55, 172, 173
- [22] **BORGHI** (R.). – Turbulent combustion modelling. *Prog. Energy Combust. Sci.*, vol. 14, 1988, pp. 245–292. 54
- [23] **BOUTHENET** (A.). – Le développement durable des transports. *Dans : The sustainable development of transport : which engines, which fuels ?*, éd. par IFP. Panorama 2005. – Lyon, France, 2005. 14, 177
- [24] **BRACKBILL** (J.U.), **KOTHE** (D.B.) et **ZEMACH** (C.). – A continuum method for modeling surface tension. *J. Comp. Phys.*, vol. 100, 1992, pp. 335–354. 59
- [25] **BRENNEN** (C.E.). – *Cavitation and bubble dynamics.* – Oxford University Press, 1995. 73, 74, 178
- [26] **BRUNEAUX** (G.). – Liquid and vapor spray structure in high pressure Common Rail Diesel injection. *Atomization and Sprays*, 2000. 19
- [27] **CHAHINE** (G.L.). – Interaction between an oscillating bubble and a free surface. *Trans. ASME Ser. I – Journal of Fluid Engineering*, vol. 99, 1977, pp. 709–716. 121
- [28] **CHAVES** (H.). – Communication personnelle, 2002. 37

- [29] **CHAVES (H.), KIRMSE (C.) et OBERMEIER (F.)**. – *Velocity measurements with a standard Common Rail injection system*. – Rapport technique, Technische Universität Bergakademie Freiberg, Sachsen, Germany, 2002. 31
- [30] **CHAVES (H.), KNAPP (M.), KUBITZEK (A.), OBERMEIER (F.) et SCHNEIDER (T.)**. – Experimental study of cavitation in the nozzle hole of Diesel injectors using transparent nozzles. *SAE 950290*, 1995. 23, 29, 31
- [31] **CHAVES (H.), MULHEM (B.) et OBERMEIER (F.)**. – Comparison of high speed stroboscopic pictures of spray structures of a Diesel spray with numerical calculations based on a convective instability theory. *Dans : ILASS – Europe '99*. – Toulouse, France, 1999. 32, 33, 141, 177
- [32] **CHEN (Y.) et HEISTER (S.D.)**. – Two-phase modeling of cavitated flows. *Comp. Fluids*, vol. 24, n° 7, 1995, pp. 799–809. 70
- [33] **CICCHITTI (A.), LOMBARDI (C.), SILVESTRI (M.), SOLDDAINI (G.) et ZAVALLUILLI (R.)**. – Two-phase cooling experiments – Pressure drop, heat transfer and burnout measurement. *Energia Nucl.*, vol. 7, n° 6, 1960, pp. 407–425. 69
- [34] **COMPAGNON (B.), HAUPAIS (A.) et LE COTTIER (P.)**. – *Évaluation des mécanismes de fractionnement du jet dans une démarche modélisation - Rapport intermédiaire n° 2*. – Rapport technique n° B.C.C298.00640.A, CRMT, 1998. 37
- [35] **COMPAGNON (B.), HAUPAIS (A.) et LE COTTIER (P.)**. – *Effet de la géométrie du trou et de l'aération du gazole sur la cavitation et le fractionnement primaire du jet - Rapport intermédiaire*. – Rapport technique n° B.C.C314.00655A, CRMT, 1999. 35, 37
- [36] **COMPAGNON (B.), HAUPAIS (A.) et LE COTTIER (P.)**. – *Évaluation des mécanismes de fractionnement du jet dans une démarche modélisation - Rapport final*. – Rapport technique n° B.C.C298.00647.A, CRMT, 1999. 23, 31, 36, 39, 127, 178
- [37] **COOPER (P.)**. – Analysis of single and two-phase flows in turbopump inducers. *Journal of Engineering for Power*, 1967, pp. 577–588. 71
- [38] **COURANT (R.), FRIEDRICHS (K.) et LEWY (H.)**. – On the partial difference equations of mathematical physics. *IBM Journal*, vol. 11, 1967, pp. 215–234. 96
- [39] **COUTIER-DELGOSHA (O.), FORTES-PATELLA (R.) et REBOUD (J.L.)**. – Simulation of unsteady cavitation with a two-equation turbulence model including compressibility effects. *Journal of Turbulence*, vol. 3, n° 58, 2002, pp. 1–20. 64, 166
- [40] **COUTIER-DELGOSHA (O.), FORTES-PATELLA (R.) et REBOUD (J.L.)**. – Evaluation of the turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation. *Journal of Fluid Engineering*, vol. 125, 2003, pp. 38–45. 64
- [41] **COUTIER-DELGOSHA (O.), FORTES-PATELLA (R.), REBOUD (J.L.), HAKIMI (N.) et HIRSCH (C.)**. – Numerical simulation of cavitating flow in 2D and 3D inducer geometries. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, vol. 48, 2005, pp. 135–167. 64

- [42] **COUTIER-DELGOSHA (O.)**, **REBOUD (J.L.)** et **DELANNOY (Y.)**. – Numerical simulation of unsteady cavitating flow. *Int. J. Num. Meth. Fluids*, vol. 42, n° 5, 2003, pp. 527–548. 70
- [43] **D'AGOSTINO (L.)**, **RAPPOSELLI (E.)**, **PASCARELLA (C.)** et **CIUCCI (A.)**. – A modified bubbly isenthalpic model for numerical simulation of cavitating flows. *Dans : 37th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference*. – Salt Lake City, UT, USA, 2001. 74
- [44] **DALY (B.J.)**. – Numerical study of two fluid Rayleigh-Taylor instability. *Phys. Fluids*, vol. 10, n° 2, 1967, pp. 297–307. 58
- [45] **DANAILA (I.)**. – *Étude des instabilités et des structures cohérentes dans la zone de proche sortie d'un jet axisymétrique*. – Thèse de Doctorat, Université Aix-Marseille II, 1997. 34, 37
- [46] **DELANNOY (Y.)** et **KUENY (J.L.)**. – Two phase flow approach in unsteady cavitation modeling. *ASME Cavitation and Multiphase flow forum*, vol. 98, 1990, pp. 153–158. 70, 71
- [47] **DELHAYE (J.M.)**. – *Contribution à l'étude des écoulements diphasiques eau-air et eau-vapeur*. – Thèse de Doctorat, Université de Grenoble, 1970. 66
- [48] **DELHAYE (J.M.)**. – Some issues related to the modeling of interfacial areas in gas-liquid flows. *C.R. Acad. Sci. Paris*, vol. IIb, n° 329, 2001, pp. 397–410. 52
- [49] **DREW (D.A.)**. – Mathematical modeling of two-phase flow. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, vol. 15, 1983, pp. 261–291. 66
- [50] **DREYFUS (G.)**. – Les réseaux de neurones : une technique opérationnelle pour le traitement des données industrielles, économiques et financières. *Mesures*, n° 699, 1997. 103
- [51] **DREYFUS (G.)**. – Les réseaux de neurones. *Mécanique Industrielle et Matériaux*, n° 51, 1998. 102, 103
- [52] **DUGAS (C.)**, **CHAPADOS (N.)** et **BENGIO (Y.)**. – *Introduction aux réseaux de neurones*. – Rapport technique, ApSTAT Technologies, 2002. 103, 104, 179
- [53] **DUKLER (A.E.)**, **WICKS (M.)** et **CLEVELAND (R.G.)**. – Pressure drop and hold-up in two-phase flow. *A.I.Ch.E. J.*, vol. 10, n° 1, 1964, pp. 38–51. 69
- [54] **DUMONT (N.)**. – *Modélisation de l'écoulement diphasique dans les injecteurs Diesel*. – Thèse de Doctorat, INP Toulouse, 2004. 22, 29, 31, 32, 54, 61, 70, 74, 87, 90, 92, 113, 127, 129, 134, 138, 164, 177, 180, 183
- [55] **DUMONT (N.)**, **SIMONIN (O.)** et **HABCHI (C.)**. – Cavitating flows in Diesel injectors : a bibliographical review. *Dans : 8th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems ICLASS2000*. – Pasadena, CA, USA, 2000. 29
- [56] **DUMONT (N.)**, **SIMONIN (O.)** et **HABCHI (C.)**. – Numerical simulation of cavitating flows in Diesel injectors by a homogeneous equilibrium modeling approach. *Dans : Fourth International Symposium on Cavitation CAV2001*. California Institute of Technology. – Pasadena, CA, USA, 2001. 22, 54, 87, 90, 91

- [57] **EIFLER** (W.). – *Untersuchungen zur Struktur des instationären Dieselöleinspritzstrahles in Düsennahbereich mit der Methode der Hochfrequenz-Kinematografie.* – Thèse de Doctorat, Universität Kaiserslautern, Allemagne, 1990. 23, 31, 32, 138
- [58] **FAETH** (G.M.). – Structure and atomization properties of dense turbulent sprays. *Dans : Twenty-third Symposium (International) Combustion.* The Combustion Institute, pp. 1345–1352. – Université d’Orléans, France, 1990. 27, 28, 34
- [59] **FAVENNEC** (A.G.) et **LEBRUN** (M.). – Models for injector nozzles. *Dans : 6th Scandinavian International Conference on Fluid power.* SICF’99. – Tampere, Finlande, 1999. 32
- [60] **FAVRE** (A.). – Équations statistiques de fluides turbulents compressibles. *Dans : Proc. Fifth Canadian Congress of Applied Mechanics.* – G3–G34, 1975. 66
- [61] **FRANC** (J.P.), **AVELLAN** (F.), **BELAHADJI** (B.), **BILLARD** (J.Y.), **BRIANCON-MARJOLLET** (L.), **FRECHOU** (D.), **FRUMAN** (D.H.), **KARIMI** (A.), **KUENY** (J.L.) et **MICHEL** (J.M.). – *La cavitation.* – Presses Universitaires de Grenoble, 1995. 29, 30
- [62] **GAVAISES** (M.). – *Modeling of Diesel fuel injection processes.* – Thèse de Doctorat, Imperial College, Londres, Royaume-Uni, 1997. 48, 49
- [63] **GEAR** (C.W.). – *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations.* – Englewood Cliffs, NJ : Prentice-Hall, 1971. 91
- [64] **GIBSON** (D.C.). – Cavitation adjacent to plane boundaries. *Dans : Proc. 3rd Austral. Conf. on Hydraulics and Fluid Mechanics.* Institution of Engineers, pp. 210–214. – Sydney, Australie, 1968. 121
- [65] **GIBSON** (D.C.) et **BLAKE** (J.R.). – Growth and collapse of cavitation bubbles near flexible boundaries. *Dans : Proc. 7th Austral. Conf. on Hydraulics and Fluid Mechanics.* Institution of Engineers, pp. 283–286. – Brisbane, Australie, 1980. 121
- [66] **GOSMAN** (A.D.) et **CLERIDES** (D.). – Diesel spray modeling : a review. *Dans : 13th annual International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems,* pp. 12–21. – Florence, Italie, 1997. 20, 22
- [67] **GOUSE** (S.W.) et **BROWN** (G.A.). – A survey of the velocity of sound in two-phase mixtures. *ASME Paper*, n° 64-WA/FE-35, 1964. 73
- [68] **GRAY** (W.G.) et **LEE** (P.C.Y.). – On the theorems for local volume averaging of multiphase systems. *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 3, 1977, pp. 333–340. 66
- [69] **GUEYFFIER** (D.) et **ZALESKI** (S.). – Full Navier-Stokes simulations of droplet impact on thin liquid films. *Dans : Third International Conference on Multiphase Flow.* ICMF’98. – Lyon, France, 1998. 58
- [70] **GUIGNARD** (S.), **MARCER** (R.), **REY** (V.), **KHARIF** (C.) et **FRAUNIE** (P.). – Solitary wave breaking on sloping beaches : 2D two phase flow numerical simulation by SL-VOF method. *European Journal of Mechanics B – Fluids*, vol. 20, 2001, pp. 57–74. 58

- [71] **GUIGUES (F.)**. – *Modélisation 1D du système d'injection Common Rail*. – Rapport technique, Institut Français du Pétrole, 2001. 32, 37, 90
- [72] **HABCHI (C.)**, **DUMONT (N.)** et **SIMONIN (O.)**. – CAVIF : a 3D code for the modeling of cavitating flows in Diesel injectors. *Dans : 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems ICLASS 2003*. – Sorrento, Italie, 2003. 155
- [73] **HABCHI (C.)** et **TORRES (A.)**. – A 3D multi-block structured version of the Kiva-2 code. *Dans : First European CFD conference proceedings*, éd. par ELSEVIER, pp. 533–540. – Bruxelles, Belgique, 1992. 22, 44, 87, 88, 90
- [74] **HABCHI (C.)**, **VERHOEVEN (D.)**, **HUYNH HUU (C.)**, **LAMBERT (L.)**, **VANHEMELRYCK (J.L.)** et **BARITAUD (T.)**. – Modeling atomization and break-up in high-pressure Diesel sprays. *SAE 970881*, 1997. 21, 22, 44, 45
- [75] **HANKE (D.)** et **BALLMANN (P.)**. – Strong changes of state in collapsing bubbles. *Z. angew. Math. Mech.*, vol. 78, 1998, pp. 453–454. 31
- [76] **HARLOW (F.H.)** et **WELCH (J.E.)**. – The MAC method : a computing technique for solving viscous, incompressible, transient fluid flow problems involving free surfaces. *Phys. Fluids*, vol. 8, 1965, pp. 2182–2189. 58
- [77] **HELMHOLTZ (H.v.)**. – Über discontinuirliche Flüssigkeitsbewegungen. *Monats. Königl. Preuss. Akad. Wiss. Berlin*, vol. 23, 1868, pp. 215–228. 33
- [78] **HEYWOOD (J.B.)**. – *Internal combustion engine fundamentals*. – McGraw Hill, 1988. 26
- [79] **HIRSCH (C.)**. – *Numerical Computation of Internal and External Flows*. – John Wiley & Sons, 1988, volume 1. 91, 96
- [80] **HIRT (C.W.)**, **AMSDEN (A.A.)** et **COOK (J.L.)**. – An Arbitrary Lagrangian-Eulerian computing method for all flow speeds. *J. Comp. Phys.*, vol. 14, 1974, pp. 227–253. 88
- [81] **HIRT (C.W.)** et **NICHOLS (B.D.)**. – Volume Of Fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *J. Comp. Physics*, vol. 39, 1981, pp. 201–225. 58
- [82] **HORNIK (K.)**, **STINCHCOMBE (M.)** et **WHITE (H.)**. – Multilayer feedforward networks are universal approximators. *Neural Networks*, vol. 2, 1989, pp. 359–366. 103
- [83] **HORNIK (K.)**, **STINCHCOMBE (M.)**, **WHITE (H.)** et **AUER (P.)**. – Degree of approximation results for feedforward networks approximating unknown mappings and their derivatives. *Neural Computation*, vol. 6, 1994, pp. 1262–1275. 103
- [84] **HOWES (F.A.)** et **WHITAKER (S.)**. – The spatial averaging theorem revisited. *Chem. Eng. Sci.*, vol. 40, n° 8, 1985, pp. 1387–1392. 66
- [85] **HUH (K.Y.)** et **GOSMAN (A.D.)**. – A phenomenological model of Diesel spray atomization. *Dans : Proc. Int. Conf. on Multiphase Flow*, pp. 271–276. – Tsukuba, Japon, 1991. 47
- [86] **HUH (K.Y.)**, **LEE (E.)** et **KOO (J.Y.)**. – Diesel spray atomization model considering nozzle exit turbulence conditions. *Atomization and Sprays*, vol. 8, 1998, pp. 453–469. 47

- [87] **HUMMEL (K.)**, **BOECKING (F.)**, **GROSS (J.)**, **STEIN (J.O.)** et **DOHLE (U.)**. – Third-generation Common Rail system. *MTZ worldwide* 3, vol. 65, 2004, pp. 9–12. 16
- [88] **ISHII (M.)**. – *Thermo-fluid dynamic theory of two-phase flow*. – Édition Eyrolles, Paris, 1975. 53, 64, 66
- [89] **JAMET (D.)**. – *Étude des potentialités de la théorie du second gradient pour la simulation numérique directe des écoulements liquide-vapeur avec changement de phase*. – Thèse de Doctorat, École Centrale Paris, 1998. 52
- [90] **JAY (S.)**, **LACAS (F.)** et **CANDEL (S.)**. – An eulerian modeling of primary atomization in coaxial injectors. *Dans : 17th Annual Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. ETH. – Zürich, Suisse, 2001. 55, 56, 165, 178
- [91] **KARPLUS (H.B.)**. – *The velocity of sound in a liquid containing gas bubbles*. – Rapport technique n° COO-248, Illinois Inst., 1958. 73
- [92] **KELVIN (Lord)**. – Hydrokinetic solutions and observations. *Phil. Mag.*, vol. 42, n° 4, 1871, pp. 362–377. 33
- [93] **KNAPP (R.T.)**, **DAILY (J.W.)** et **HAMMITT (F.G.)**. – *Cavitation*. – McGraw-Hill, 1970. 76
- [94] **KOKH (S.)**, **ALLAIRE (G.)** et **CLERC (S.)**. – Towards boiling crisis simulation : the Level Set method. *Dans : Ninth Int. Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics*. – San Francisco, CA, USA, 1999. 59
- [95] **KUBOTA (A.)**, **KATO (H.)** et **YAMAGUCHI (H.)**. – A new modeling of cavitated flow : a numerical study of unsteady cavitation on a hydrofoil section. *J. Fluid Mech.*, vol. 240, 1992. 69, 70
- [96] **KUTTA (M.W.)**. – Beitrag zur Näherungsweise Integration totaler Differentialgleichungen. *Z. angew. Math. Phys.*, vol. 46, 1901, pp. 435–453. 91
- [97] **LAFURIE (B.)**, **NARDONE (C.)**, **SCARDOVELLI (R.)**, **ZALESKI (S.)** et **ZANETTI (G.)**. – Modelling merging and fragmentation in multiphase flows with SURFER. *J. Comp. Physics*, vol. 113, 1994, pp. 134–147. 58
- [98] **LAMBERT (L.)**. – *Étude bibliographique sur les jets Diesel*. – Rapport technique n° 40709, Institut Français du Pétrole, 1993. 26, 177
- [99] **LAMBERT (L.)**. – *Modélisation des jets d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation expérimentale*. – Thèse de Doctorat, École Centrale Paris, 1996. 22, 26, 29, 44
- [100] **LE (H.)** et **MOIN (P.)**. – An improvement of fractional step methods for the incompressible Navier-Stokes equations. *J. Comp. Phys.*, vol. 92, n° 2, 1991, pp. 369–379. 91
- [101] **LECOFFRE (Y.)**. – *La cavitation - Traqueurs de bulles*. – Hermes, 1994. 29, 30, 37
- [102] **LEGENDRE (D.)**. – *Quelques aspects des forces hydrodynamiques et des transferts de chaleur sur une bulle sphérique*. – Thèse de Doctorat, INP Toulouse, 1996. 57, 178
- [103] **LI (J.)**. – Calcul d'interface affine par morceaux. *C.R. Acad. Sci. Paris*, vol. Iib, n° 320, 1995, pp. 391–396. 58, 145

- [104] **LIU** (A.B.), **MATHER** (D.) et **REITZ** (R.D.). – Modeling the effects of drop drag and breakup on fuel sprays. *SAE 930072*, 1993. 21
- [105] **LIU** (A.B.) et **REITZ** (R.D.). – Mechanisms of air-assisted liquid atomization. *Atomization and Sprays*, vol. 15, 1993, pp. 55–75. 44
- [106] **LIU** (T.G.), **KHOO** (B.C.) et **XIE** (W.F.). – Isentropic one-fluid modelling of unsteady cavitating flow. *J. Comp. Phys.*, vol. 201, 2004, pp. 80–108. 166
- [107] **MACIAN** (V.), **BERMUDEZ** (V.), **PAYRI** (R.) et **GIMENO** (J.). – New technique for determination of internal geometry of a Diesel nozzle with the use of silicone methodology. *Experimental Techniques*, vol. 27, n° 2, 2003, pp. 39–43. 145
- [108] **MANSOUR** (A.) et **CHIGIER** (N.). – Effect of turbulence on the stability of liquid jets and resulting droplet size distribution. *Atomization and Sprays*, vol. 4, 1994, pp. 583–604. 27
- [109] **MANTEL** (T.) et **BORGHI** (R.). – A new model of premixed wrinkled flame propagation based on a scalar dissipation equation. *Combust. Flame*, vol. 96, 1994, pp. 443–457. 170
- [110] **MARCER** (R.), **LE COTTIER** (P.), **CHAVES** (H.), **ARGUEY-ROLLES** (B.), **HABCHI** (C.) et **BARBEAU** (B.). – A validated numerical simulation of Diesel injector flow using a VOF method. *SAE 2000-01-2932*, 2000. 37, 127
- [111] **MARCER** (R.) et **LE GOUEZ** (J.M.). – Simulation of unsteady cavitating flows in Diesel injector with an improved VOF method. *Dans : ILASS - Europe 2001*. – Zürich, Suisse, 2001. 58, 60
- [112] **MARUYAMA** (S.), **KURASHIGE** (T.), **MATSUMOTO** (S.), **YAMAGUSHI** (Y.) et **KIMURA** (T.). – Liquid droplet in contact with a solid surface. *Microscale Thermophysical Engineering*, vol. 2, n° 1, 1998. 52
- [113] **McADAMS** (W.H.), **WOOD** (W.K.) et **BRYAN** (R.L.). – Vaporization inside horizontal tubes. II. Benzene-oil mixtures. *Trans. ASME*, vol. 64, 1942, p. 193. 69
- [114] **McKINLEY** (T.L.) et **PRIMUS** (R.J.). – Three-dimensional calculations of air motion, sprays, and combustion in a quiescent Direct-Injection Diesel engine. *ASME 90-ICE-2*, 1990. 22
- [115] **MINNAERT** (M.). – Musical air bubbles and the sound of running water. *Phil. Mag.*, vol. 16, 1933, pp. 235–248. 73
- [116] **MIRANDA** (R.), **CHAVES** (H.), **MARTIN** (U.) et **OBERMEIER** (F.). – Cavitation in a transparent real size VCO injection nozzle. *Dans : 9th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems ICLASS 2003*. – Sorrento, Italie, 2003. 84
- [117] **MOKADDEM** (K.) et **LESSART** (P.). – *Base de données sur moteur transparent en injection directe Diesel Common Rail : visualisation des phases liquide et vapeur des jets*. – Rapport technique n° 45337, Institut Français du Pétrole, 1999. 19, 177
- [118] **MONIN** (A.S.) et **YAGLOM** (A.M.). – *Statistical fluid mechanics*. – Ed. J.L. Lumley, Cambridge, MIT Press, 1971, volume 1 et 2. 66

- [119] **MOREAU (J.B.)**, **SIMONIN (O.)** et **HABCHI (C.)**. – A numerical study of cavitation influence on Diesel jet atomisation. *Dans : ILASS - Europe '04*, pp. 302–307. – Nottingham, Royaume-Uni, 2004. 137, 141
- [120] **MOREL (C.)**. – *Modélisation multidimensionnelle des écoulements diphasiques gaz-liquide. Application à la simulation des écoulements à bulles ascendants en conduite verticale*. – Thèse de Doctorat, École Centrale Paris, 1997. 55, 165
- [121] **MOULIÈRES (J.)**. – *Modélisation 3D de l'injection Diesel*. – Rapport technique, Institut Français du Pétrole. 155
- [122] **MOUREAU (V.)**. – *Évaluation de codes moteur pour des applications LES*. – Rapport technique, IFP, 2001. 96
- [123] **NICHOLLS (J.A.)**. – Stream and droplet breakup by shock waves. *NASA SP-194*, 1972, pp. 126–128. 40
- [124] **NICHOLS (B.D.)** et **HIRT (C.W.)**. – Methods for calculating multi-dimensional, transient free surface flows past bodies. *Dans : Proc. First Intern. Conf. Num. Ship Hydrodynamics*. – Gaithersburg, ML, USA, 1975. 58
- [125] **NOBARI (M.R.)**, **JAN (Y.J.)** et **TRYGGVASON (G.)**. – Head-on collision of drops : a numerical investigation. *Phys. Fluids*, vol. 8, 1996, pp. 29–42. 60
- [126] **OBERMEIER (F.)**, **CHAVES (H.)** et **KIRMSE (C.)**. – *Study of cavitation in the nozzle hole for realistic Diesel injection conditions : VCO geometry and unsteady flow*. – Rapport technique, Technische Universität Bergakademie Freiberg, Sachsen, Allemagne, 2001. 37
- [127] **OHNESORGE (W.v.)**. – Die Bildung von Tropfen an Düsen und die Auflösung flüssiger Strahlen. *Z. angew. Math. Mech.*, vol. 16, 1936, pp. 355–358. 28
- [128] **O'ROURKE (P.J.)** et **AMSDEN (A.A.)**. – The TAB method for numerical calculation of spray droplet breakup. *SAE 872089*, 1987. 21, 41
- [129] **OSHER (S.)** et **SETHIAN (J.A.)**. – Fronts propagating with curvature-dependent speed : algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. *J. Comp. Phys.*, vol. 79, 1988, pp. 12–49. 58
- [130] **PILCH (M.)** et **ERDMAN (C.A.)**. – 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. *Int. J. Multiph. Flow*, vol. 13, n° 6, 1987, pp. 741–757. 22, 41, 43, 44, 178
- [131] **PIRES DA CRUZ (A.)**. – Communication personnelle, juillet 2003. 106
- [132] **PLESSET (M.S.)** et **CHAPMAN (R.B.)**. – Collapse of an initially spherical vapour cavity in the neighbourhood of a solid boundary. *J. Fluid Mech.*, vol. 47, 1971, pp. 283–290. 121
- [133] **POINSOT (T.J.)** et **LELE (S.K.)**. – Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows. *J. Comp. Phys.*, vol. 101, 1992, pp. 104–129. 91
- [134] **PRACTH (W.E.)**. – Calculating three-dimensional fluid flows at all speeds with an Eulerian-Lagrangian computing mesh. *J. Comp. Phys.*, vol. 17, 1975, pp. 132–159. 88

- [135] **RAYLEIGH** (Lord). – On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical void. *Phil. Mag.*, vol. 34, 1917, pp. 94–98. 121
- [136] **RAYNAL** (L.). – *Instabilité et entraînement à l'interface d'une couche de mélange liquide-gaz*. – Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier, Grenoble I, 1997. 33, 34, 177
- [137] **REITZ** (R.D.). – *Atomization and other break-up regimes of a liquid jet*. – Thèse de Doctorat, Princeton University, USA, 1978. 26, 27, 28, 35
- [138] **REITZ** (R.D.). – Modeling atomization processes in high-pressure vaporizing sprays. *Atomisation and Spray Technology*, vol. 3, 1987, pp. 309–337. 21, 43, 44, 51, 178
- [139] **REITZ** (R.D.) et **BRACCO** (F.B.). – Mechanism of atomization of a liquid jet. *Phys. Fluids*, vol. 25, n° 10, 1982, pp. 1730–1742. 34, 35
- [140] **REITZ** (R.D.) et **BRACCO** (F.V.). – Mechanisms of breakup of round liquid jets. *Dans : Encyclopedia of Fluid Mechanics*. pp. 233–249. – NJ, 1986. 34, 36, 43
- [141] **REITZ** (R.D.) et **DIWAKAR** (R.). – Effect of drop break-up on fuel sprays. *SAE 860469*, 1986. 22, 40
- [142] **REITZ** (R.D.) et **DIWAKAR** (R.). – Structure of high-pressure fuel sprays. *SAE 870598*, 1987. 41, 43
- [143] **REYNOLDS** (O.). – An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels. *Phil. Trans.*, vol. 174, 1883, pp. 935–982. 28
- [144] **RODI** (W.). – A new algebraic relation for calculating the Reynolds stress tensor. *Z. angew. Math. Mech.*, vol. 56, 1976, pp. 219–221. 171
- [145] **RUIZ** (F.) et **CHIGIER** (N.). – The mechanics of high speed atomization. *Dans : ICLASS 85*. – Londres, Royaume-Uni, 1985. 35, 36, 177
- [146] **RUIZ** (F.) et **HE** (L.). – Turbulence inside a cavitating injector orifice : a different kind. *Atomization and Sprays*, vol. 9, 1999, pp. 419–429. 63
- [147] **RUNGE** (C.D.T.). – Über die numerische Auflösung von Differentialgleichungen. *Math. Annalen*, vol. 46, 1895, pp. 167–178. 91
- [148] **RYSKIN** (G.) et **LEAL** (L.G.). – Numerical solution of free-boundary problems in fluid mechanics. *J. Fluid Mech.*, n° 148, 1984, pp. 1–43. 57
- [149] **SALIBA** (R.), **BAZ** (I.), **CHAMPOUSSIN** (J.C.), **LANCE** (M.) et **MARIÉ** (J.L.). – Cavitation effect on the near nozzle spray development in high pressure Diesel injection. *Dans : ICLASS - Europe '04*, pp. 302–307. – Nottingham, Royaume-Uni, 2004. 31, 32
- [150] **SAUREL** (R.) et **ABGRALL** (R.). – A multiphase Godunov method for compressible multifluid and multiphase flows. *J. Comp. Phys.*, vol. 150, 1999, pp. 425–467. 53
- [151] **SAUREL** (R.) et **ABGRALL** (R.). – A simple method for compressible multifluid flows. *SIAM J. Sci. Comput.*, vol. 21, n° 3, 1999, pp. 1115–1145. 53
- [152] **SCHMIDT** (D.P.). – *Cavitation in Diesel fuel injector nozzles*. – Thèse de Doctorat, University of Wisconsin-Madison, WI, USA, 1997. 54, 71, 76, 91, 92

- [153] **SCHMIDT** (D.P.), **RUTLAND** (C.J.) et **CORRADINI** (M.L.). – A fully compressible, two-dimensional model of small, high-speed, cavitating nozzles. *Atomization and Sprays*, vol. 9, 1999, pp. 255–276. 70, 71
- [154] **SIMONIN** (O.). – Prediction of the dispersed phase turbulence in particle-laden jets. *Dans : Proc. Fourth International Symposium on gas-solid flows*. ASME FED, pp. 197–206. 53
- [155] **SMALLWOOD** (G.J.) et **GUILDER** (O.L.). – Views on the structure of transient Diesel sprays. *Atomization and Sprays*, vol. 10, 2000, pp. 355–386. 17, 18, 37, 177
- [156] **SMEREKA** (P.). – Level Set methods for two-fluid flows. *Dans : Méthodes numériques pour les écoulements diphasiques*. Écoles CEA-EDF-INRIA. – Rocquencourt, France, 1996. 59
- [157] **SOTERIOU** (C.), **ANDREWS** (R.) et **SMITH** (M.). – Direct injection Diesel sprays and the effect of cavitation and hydraulic flip on atomization. *SAE 950080*, 1995. 29, 31
- [158] **SOULAS** (J.). – *Modélisation et simulation de la pulvérisation d'un jet liquide. Application à l'injection directe essence*. – Thèse de Doctorat, INP Toulouse, 2002. 53
- [159] **SUSSMAN** (M.), **SMEREKA** (P.) et **OSHER** (S.). – A Level Set approach for computing solutions to incompressible two-phase flow. *J. Comp. Phys.*, vol. 114, 1994, pp. 146–159. 59
- [160] **TAYLOR** (G.I.). – The shape and acceleration of a drop in a high speed air stream. *Dans : The scientific papers of G.I. Taylor – vol. III*, éd. par Batchelor (G.K.), pp. 457–464. – Cambridge University Press, 1963. 41
- [161] **THEODORAKAKOS** (A.) et **BERGELES** (G.). – Simulation of sharp gas-liquid interface using VOF method and adaptative grid local refinement around the interface. *Int. J. Numer. Meth. Fluids*, vol. 45, 2004, pp. 421–439. 58
- [162] **THOMPSON** (K.W.). – Time dependent boundary conditions for hyperbolic systems. *J. Comp. Phys.*, vol. 68, 1987, pp. 1–24. 91
- [163] **TRUCHOT** (B.). – *Modélisation des jets de carburants liquides dans les moteurs par une approche eulérienne*. – Rapport technique, IFP, 2004. 113
- [164] **TRUCHOT** (B.), **BENKENIDA** (A.) et **MAGNAUDET** (J.). – An eulerian approach for spray modelling in internal combustion engines. *Dans : 19th International Conference on Liquid Atomization and Spray Systems*. pp. 350–355. – Nottingham, Royaume-Uni, 2004. 54
- [165] **TRYGGVASON** (G.), **BUNNER** (B.), **ESMAEELI** (A.), **JURIC** (D.), **AL-RAWAHI** (N.), **TAUBER** (W.), **HAN** (J.), **NAS** (S.) et **JAN** (Y.J.). – A front-tracking method for the computations of multiphase flow. *J. Comp. Phys.*, vol. 169, 2001, pp. 708–759. 60, 178
- [166] **UNVERDI** (H.) et **TRYGGVASON** (S.). – A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flow. *J. Comp. Phys.*, vol. 100, 1992, pp. 25–37. 60, 178

- [167] **VALLET** (A.). – *Contribution à la modélisation de l'atomisation d'un jet liquide haute pression.* – Thèse de Doctorat, Université de Rouen, 1997. 54, 55, 79, 165, 169, 172
- [168] **VALLET** (A.) et **BORGHI** (R.). – An eulerian model of atomization of a liquid jet. *Dans : Third International Conference on Multiphase Flow.* – Lyon, France, 1998. 54, 145, 155, 169
- [169] **VAN LEER** (B.). – Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov's method. *J. Comp. Phys.*, vol. 32, 1979, pp. 101–136. 92
- [170] **VASILIEV** (O.F.). – Problems of two-phase flow theory. *Dans : Proc. Thirteenth Congress of the International Association for Hydraulic Research*, pp. 39–84. – Kyoto, Japon, 1969. 66
- [171] **VERHOEVEN** (D.), **VANHEMELRYCK** (J.L.) et **BARITAUD** (T.). – Macroscopic and ignition characteristics of high-pressure sprays of single-component fuels. *SAE 981069*, 1998. 19, 21, 22, 177
- [172] **WALLIS** (G.B.). – *One-dimensional two-phase flow.* – Mc Graw-Hill, 1969. 51, 63, 71, 164, 176
- [173] **WANG** (Q.X.), **YEO** (K.S.), **KHOO** (B.C.) et **LAM** (K.Y.). – Strong interaction between a buoyancy bubble and a free surface. *Theoret. Comput. Fluid Dynamics*, vol. 8, 1996, pp. 73–88. 121
- [174] **WEBER** (M.). – Die Grundlagen der Ähnlichkeitsmechanik und ihre Verwendung bei Modellversuchen. *Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft*, vol. 20, 1919, pp. 355–477. 28
- [175] **WINKLHOFER** (E.). – Velocities and structure of atomizing Diesel sprays. *Dans : 13th ILASS Proceedings*, pp. 89–93. – Florence, Italie, 1997. 37
- [176] **WU** (K.J.), **SU** (C.C.), **STEINBERGER** (R.L.), **STANTAVICCA** (D.A.) et **BRACCO** (F.V.). – Measurements of the spray angle of atomizing jets. *Journal of Fluid Engineering*, vol. 105, 1983. 32, 34, 35, 36
- [177] **WU** (P.K.) et **FAETH** (G.M.). – Aerodynamic effects on primary breakup of turbulent liquids. *Atomization and Sprays*, vol. 3, 1993, pp. 265–289. 34
- [178] **WU** (P.K.), **RUFF** (G.A.) et **FAETH** (G.M.). – Primary breakup in liquid/gas mixing layers. *AIAA-91-0285*, 1991. 34, 35
- [179] **WU** (P.K.), **TSENG** (L.K.) et **FAETH** (G.M.). – Primary breakup in gas/liquid mixing layers for turbulent liquids. *Atomization and Sprays*, vol. 2, 1992, pp. 295–317. 34, 35
- [180] **ZALESKI** (S.), **LI** (J.), **SUCCI** (S.), **SCARDOVELLI** (R.) et **ZAETTI** (G.). – Direct numerical simulation of flows with interfaces. *Dans : Second International Conference on Multiphase Flow.* – Kyoto, Japon, 1995. 59, 178
- [181] **ZHANG** (Y.L.), **YEO** (K.S.), **KHOO** (B.C.) et **CHONG** (W.K.). – Three-dimensional computation of bubbles near a free surface. *J. Comp. Phys.*, vol. 146, 1998, pp. 105–123. 121
- [182] **ZOLVER** (M.), **KLAHR** (D.), **BOHBOT** (J.), **LAGET** (O.) et **TORRES** (A.). – Reactive CFD in engines with new unstructured parallel solver. *Oil & Gas Science and Technology*, vol. 58, n° 1, 2003, pp. 33–46. 96